

А. А. ЛЕБЕДЕВ

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

Со времени созыва предыдущего Совещания по катодной электронике прошло четыре с половиной года. Прошедший период ознаменовался таким бурным развитием полупроводниковой электроники, что в настоящее время довольно распространенным является мнение о том, что в недалеком будущем можно ожидать коренной перестройки радиотехнической промышленности и чуть ли не полного перехода на полупроводниковые приборы. Я думаю, что такой взгляд на положение в этой быстро развивающейся области техники не оправдан и что у катодной электроники еще надолго останется большая и важная область применения. Но, с другой стороны, совершенно очевидно, что неизбежна серьезная перестройка электровакуумной промышленности. Поэтому представляется своевременным уже теперь приступить к коренной модернизации вакуумных электронных приборов с тем, чтобы они по габаритам приближались к полупроводниковым приборам и чтобы была устранена необходимость затрачивать значительные количества энергии на накал катодов. Что касается размеров, то и сейчас уже имеются разработанные типы радиоламп достаточно малых размеров, однако накал в этих лампах все же остается.

Поэтому чрезвычайно актуальной становится задача устранения накаливаемого катода и замена его катодом безнакаливым, в котором электроны будут получаться, например, за счет холодной эмиссии с острий. В последнее время были проведены интересные работы по автоэлектронной эмиссии, причем были получены огромные плотности токов, доходившие до сотен миллионов ампер с квадратного сантиметра в импульсном режиме, но пока еще не удается получить достаточно стабильные катоды такого типа. Если бы была успешно решена эта задача, то можно было бы не только значительно упростить изготовление и эксплуатацию радиоламп, но и существенно повысить качество таких электронных приборов, в которых применяются электронные пучки малых сечений и высоких плотностей, как, например, в электронных и рентгеновских микроскопах, рентгеновских точечных спектрографах, электронографах, телевизионных трубках и т. д., так как, в конечном счете, ограничение повышения плотности электронного тока (также и при применении фокусировки) связано с невозможностью увеличивать плотность тока эмиссии на катоде выше определенного предела. В качестве примера того, какое значение могло бы иметь повышение плотности тока эмиссии, можно указать, что сейчас при помощи накаливаемых катодов удается получать такую концентрацию электронов, что интенсивность рентгеновых лучей, возникающих на участке анода размером всего в $1 \mu^2$, оказывается достаточной для получения изображений в рентгеновых лучах, что позволяет осуществить рентгеновский микроскоп с разрешением около 1μ . Использование автоэлектронной эмиссии, т. е. применение катодов в виде острий, позволит значительно увеличить плотность тока, что приведет к существенному повышению разрешения и приблизит рентгеновский микроскоп по разрешению к электронному микроскопу. Точно так же применение таких катодов в рентгеновских спектрографах для точечного спектрального анализа

позволит значительно уменьшить размеры исследуемых зерен, доведя их, вероятно, до долей микрона.

Таким образом, создание устойчивых автоэлектронных эмиттеров не только могло бы привести к осуществлению безнакальных радиоламп малых габаритов и, следовательно, вполне способных конкурировать с полупроводниковыми приборами, но и могло бы способствовать развитию новых важных направлений электровакуумного приборостроения. Однако этим вопросам у нас уделяется совершенно недостаточное внимание, и нашему Советанию следовало бы, по моему мнению, отметить необходимость значительного усиления работ в этом направлении.

Мне хотелось бы коснуться здесь еще одной очень важной и тоже, к сожалению, незаслуженно у нас заброшенной проблемы, решение которой, возможно, могло бы быть найдено успешнее всего путем использования методов и возможностей катодной электроники. Я имею в виду использование солнечной энергии путем непосредственного превращения ее в электрическую. Если учесть, что Солнце посылает на 1 км^2 поверхности Земли энергию мощностью до $1 \cdot 10^6 \text{ kW}$, не приходится удивляться тому, что такой крупный физик, как Ф. Жолио-Кюри, считает проблему использования солнечной энергии даже более важной, чем проблему использования атомной энергии. Наиболее прямым путем это превращение энергии одного вида в другой можно осуществить при помощи фотоэффекта того или другого рода; возможно, что внешний фотоэффект окажется для этой цели наиболее подходящим.

Нет надобности перечислять здесь все те многочисленные применения катодной электроники, которые все шире и глубже входят в нашу технику, в нашу жизнь. Значение для технического прогресса электроники вообще и такой существенной ее части, какой является катодная электроника, — достаточно хорошо осознается, но тем более удивительным представляется сравнительно слабое развитие у нас работ по изучению физических основ катодной электроники, по изучению физических процессов, протекающих в катодах, тогда как совершенно очевидно, что без ясного понимания физики этих явлений не может быть должного прогресса и в решении чисто технических задач. Это положение необходимо возможно скорее исправить, и нашему Советанию следовало бы сказать здесь свое веское, авторитетное слово.

Н. Д. МОРГУЛИС

НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ
КАТОДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Введение

Настоящий доклад, естественно, не может претендовать на исчерпывающую полноту, поэтому в повестку дня нашего Совещания включены доклады подобного же примерно характера, но посвященные конкретным и большим вопросам этой области физики. Надо думать, что в итоге состояние физической катодной электроники будет освещено достаточно полно, а это послужит хорошей основой для дискуссии, в которой, мы надеемся, примет участие широкий круг делегатов нашего Совещания. Результаты этой дискуссии помогут правильно сформулировать пути дальнейших исследований и координировать наши совместные усилия в направлении развития как этой области современной физики, так и нашей электровакуумной промышленности, запросы которой решающим образом стимулировали развитие исследований в области катодной электроники.

Интересно отметить некоторые особенности последнего этапа развития этой области, а именно:

- 1) постановка широких и комплексных физических исследований, имеющих своей целью дать возможно более широкую физическую характеристику объекта исследования — катода данного типа;
- 2) совершенно определенная направленность этих физических исследований на решение задач современной прикладной электроники;
- 3) быстрое развитие физики и применения полупроводников (кристаллических триодов и фотосопротивлений) в областях, в которых ранее использовались вакуумные приборы с катодами;
- 4) развитие большого числа новых, очень совершенных и мощных методов исследования, без использования которых немислимо существенное продвижение вперед;
- 5) получение по ряду вопросов большого комплекса разнообразных экспериментальных физических результатов, но все еще недостаточно осмысленных. Последнее означает, что уже настала пора, когда необходимо обобщить уже полученный по ряду важных вопросов экспериментальный материал; впрочем подобного же теоретико-физического обобщения актуально требует в настоящее время и тот огромный практический опыт, который накопила наша электровакуумная промышленность.

1. Термоэлектронная эмиссия

Среди разных вопросов физической катодной электроники вопрос о термоэмиссии занимает несколько особое, пожалуй, одно из самых важных мест, поскольку термокатод есть основной элемент одного из наиболее важных и самого массового класса современных электровакуумных приборов — вакуумных электронных ламп разных типов. Этим обстоятельством объясняется, естественно, то, что вопросам термоэмиссии и термокатадам в по-

следние годы было посвящено очень большое число работ,* которые характеризуются следующими особенностями:

1) очень большим вниманием, которое уделялось исследованию разнообразных физических свойств и дальнейшему усовершенствованию уже давно известных оксидных катодов, которые и до настоящего времени продолжают оставаться наилучшим источником электронов для массовых электронных приборов;

2) созданием и исследованием целого ряда термокатодов нового типа, часто весьма интересных по принципу своей работы, но имеющих пока еще весьма ограниченное применение; к сожалению, катода массового типа, лучшего по своим свойствам, чем оксидный катод, мы до сих пор еще не имеем;

3) возрождением интереса к старой и в свое время уже оставленной эмиссионной системе, состоящей из металла, покрытого активными адсорбированными пленками, как к важному объекту физического исследования и практического применения;

4) самым широким применением разнообразных методик исследования, правда, дающих пока еще ограниченные результаты. К сожалению, в этой области было выполнено сравнительно мало теоретических исследований, так что до настоящего времени здесь часто продолжают доминировать старые и сравнительно примитивные представления, никак не ведущие нас вперед.

Начиная обзор с оксидного катода, следует прежде всего отметить те серьезные успехи, которые были получены относительно активирующих примесей в его катере [2].

Сейчас мы уже неплохо ориентируемся в вопросе, по каким признакам следует выбирать эти примеси, умеем предвычислять активирующую способность этих примесей (правда, эти расчеты являются весьма приближенными); это привело к существенному повышению качества оксидных катодов. Затем, если вспомнить о том, что оксидный катод является примесным полупроводником, эмиссия которого в решающей степени зависит от микрокомпонентов примесей в нем, станет совершенно ясно огромное значение, какое имеет использование в этом случае метода радиоактивных индикаторов [3]. В этой области уже достигнуты серьезные успехи: измерены коэффициенты диффузии в слое катода, скорости диффузии примесей из керна в слой, скорости испарения компонентов катода, т. е. подготавливается база для создания динамической теории оксидного катода. Далее произведено исследование ряда электрических свойств катода [4], как, например, проводимости его отдельных элементов, термо-э.д.с., эффекта Холла и т. п.

Однако в исследованиях оксидного катода имеется одна важная особенность. Дело в том, что реальный оксидный катод структурно представляет собой очень сложную систему; поэтому, если ставится задача выяснения в чистом виде природы основных физических явлений в этом катоде, то на первом этапе следует воспользоваться его более простой, но близкой к реальной, моделью. По этому правильному пути и пошло большое число исследователей, использовавших для этого монокристаллы окиси бария и проделавших весьма большую и интересную работу комплексного характера [5].

Раньше всего здесь был проведен ряд исследований, необходимых для построения энергетической диаграммы этого вещества: определены температурная зависимость проводимости и оптическое поглощение как для чистого, так и для примесного кристалла BaO , промерены внешний и внутренний фотоэффект и люминесценция; затем тщательно проведен весь комплекс измерений его электрических свойств; методом радиоактивных индикаторов произведено измерение коэффициента диффузии бария в нем

* См., например, [1].

и т. д. Произведена также модернизация уравнения термоэмиссии такого кристалла при учете того фактора, что проводимость имеет здесь не электронный, а поляронный характер. Все это дало широкий по характеру комплекс экспериментальных физических данных; поэтому, вероятно, уже наступил момент, когда нужно и можно провести их обобщение и выяснить, какое они имеют значение для основного вопроса об эмиссии реального оксидного катода и путей ее дальнейшего улучшения.

Большое количество вопросов возникает также при рассмотрении физики реального оксидного катода. В настоящее время принято рассматривать этот катод как примесный полупроводник. Раньше здесь вводилась в рассмотрение одна только донорная примесь — атомы бария; в последующем, на основании данных опытов по термо-э.д.с. и эффекту Холла, стали для общности учитывать возможность наличия здесь и акцепторных примесей — атомов кислорода (или вакансий Ва). В этом случае должна была наблюдаться обязательная корреляция между концентрацией примеси атомарного Ва и эмиссией катода. Между тем даже новейшие опыты показали, что подобная корреляция вообще не имеет места [6].

В настоящее время возникла новая теоретическая идея, которая вообще отрицает уже укоренившуюся теорию активированного оксидного катода как полупроводника с примесью бария в атомарном состоянии, а считает, что этот активатор (барий) находится в катоде в виде мелких коллоидных частичек металла [7]. Сейчас еще рано выносить свое суждение по этому вопросу, но большая важность для теории оксидного катода требует его быстрее выяснения и в случае необходимости — создания совершенно новой теории термоэмиссии металло-полупроводниковых коллоидных систем.

Вторая группа вопросов связана с тем, что часто работа оксидного катода может происходить в таких условиях, когда рассмотрение его эмиссии как эффекта чистого испарения уже не допустимо. Это относится даже к уже обычному в настоящее время съему сравнительно большой плотности эмиссии.

Во-первых, может оказаться, что плотность выходящего из катода эмиссионного тока будет сравнима с плотностью неупорядоченного электронного тока внутри; это приведет к нарушению максвелловского распределения электронов в приповерхностном слое катода и, следовательно, к изменению эмиссионного уравнения.

Во-вторых, в этом слое катода может возникнуть заметное, направленное к поверхности, электрическое поле, которое окажет на эмиссию свое, порой весьма немаловажное, влияние [1]. Вспомним, в связи с этим, известные опыты по определению скоростей вылета электронов из оксидного катода импульсного действия, обнаружившие дискретный спектр и большие значения этих скоростей [8]. Очень жаль, что мы так мало знаем об этом вопросе; ведь систематическое исследование спектра скоростей электронов может дать очень ценные сведения по этим интересным вопросам, непосредственно связанным с природой термоэмиссии.

Третья группа вопросов связана с неоднородностью структуры оксидного катода: во-первых, в поперечном направлении этот катод имеет неоднородный характер компонентов и состоит по меньшей мере из трех областей — приконтактной, где находится обычно запорный слой, объема и приповерхностной, из которых для эмиссии основное значение имеет последняя; во-вторых, эта структура является неоднородной просто по своему строению — катод состоит из спеченного агрегата отдельных мелких кристалликов.

В настоящее время делаются попытки связать некоторые особенности проводимости, термо-э.д.с. и распределения скоростей вылетающих электронов именно с мелкокристаллическостью, однако эти попытки являются еще крайне примитивными [8, 9]. В этой связи кажется весьма важным

создание и использование запаянного высоковакуумного эмиссионного электронного микроскопа с полезным увеличением в пределах $10^3 \div 10^4$, вакуум в котором был бы на нужном для активных катодов уровне $\leq 10^{-7}$ мм.

В заключение следует указать на важность дальнейших поисков других систем, которые могли бы оказаться лучше классического оксидного катода. Здесь речь может идти как о замене окиси бария другими его соединениями, так и о создании катода на другой, например, цезиевой, основе и т. п. Первая попытка выяснения особенностей использования цезиевого активатора в оксидном катоде (независимо пока от его большой летучести), к сожалению, не привела пока к какому-либо существенному успеху, хотя этот вопрос нельзя считать исчерпанным.

Переходя к вопросу о термоэмиссии металлопленочных систем, можно отметить, что этот вопрос исследовался весьма подробно на раннем этапе развития катодной электроники. Затем, когда выяснилось, что большого практического значения эти катоды получить, как будто, не могут, отпал основной стимул их дальнейшего исследования. Однако в последние годы интерес к ним возродился снова, в основном в результате того, что катоды этого класса, пористого и миграционного типа, вновь начинают приобретать существенный практический интерес [1]. Эти новые исследования находятся лишь в своей самой начальной стадии, и мы ожидаем их развития, в результате применения новых методик, в следующих направлениях:

1) исследование деталей кинетики адсорбционных явлений (т. е. условий образования и устойчивого существования на поверхности твердого тела обуславливающих эмиссию активных адсорбированных пленок) в связи с явлениями конденсации и отражения, поверхностной миграции, испарения, катодного распыления, химических реакций и т. п.;

2) исследование электронных свойств адсорбированных пленок разного типа, атомарных и молекулярных, на подложках разной природы, и изыскание практически интересных систем. Например, интересно понять, почему в ряду соседних в периодической системе элементов — Cs, Ba и La, находящихся в адсорбированном на металле состоянии, наблюдается параллелизм в изменении работы выхода и энергии адсорбции и т. д.

К подобным исследованиям в полной мере относится дополнительное требование о необходимости их проведения в условиях очень высокого вакуума $p \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ мм; здесь очень полезной оказывается и методика радиоактивных изотопов.

Следует также уделить внимание выяснению возможности управления такими важными характеристиками, как работа выхода пленочной поверхности и ее энергия адсорбции, от соотношения между которыми зависит качество поверхности как источника электронов. В данном случае речь может идти о соответствующей обработке поверхности, покрытии ее соответствующими слоями и, наконец, просто об ее подборе, а также и о решении другого, противоположного по характеру, вопроса — о принципах создания поверхностей чистых и обработанных, с устойчивым повышенным значением работы выхода. Эти поверхности могут оказаться полезными как для исследования поверхностной ионизации, так и для создания подложек для указанных выше электроположительных пленок. Наконец, в тесной связи с этими вопросами находится старый, но вместе с тем не выясненный еще до настоящего времени, вопрос о природе и методе создания поверхностей, которые бы сами устойчиво не активировались при осаждении на них активных пленок. Имеющиеся в этом отношении некоторые экспериментальные данные, например, о применении покрытий золотом, еще до сих пор не понятны. Таким образом в этой области существует огромное поле интересной и важной работы, не говоря уже о вопросах, касающихся электронных свойств покрытых пленками вакуумных полупроводников.

В последние годы был создан ряд новых интересных систем катодов,

физическая природа которых часто еще недостаточно ясна. К их числу следует отнести, например, следующие системы:

1) боридный катод, например, LaB_6 [10], эмиссионные свойства которого находятся примерно на уровне оксидно-ториевого; согласно первым исследованиям, этот катод представляет собой соединение, имеющее необычное свойство дырочного металла; его эмиссионная способность связана с наличием на поверхности активной монопленки La;

2) полый катод [11], т. е. полая система, покрытая изнутри активным оксидным слоем и дающая сквозь малое выходное отверстие необычный по своим особенностям электронный пучок;

3) чисто металлический катод [12], например вольфрамовый, накаливаемый кратковременными (порядка 10^{-5} сек) импульсами тока очень большой плотности — 10^7 А см^{-2} ; в этих условиях катод дает электронную эмиссию, достигающую, например у вольфрама, огромной плотности в $5 \cdot 10^4 \text{ А см}^{-2}$, т. е. почти в сотню раз превышающую значение эмиссии в точке плавления вольфрама. Этот поразительный результат несомненно заслуживает всяческого внимания и дальнейшего изучения. Созданная по этому поводу теория рассматривает это явление как обычную термоэмиссию, однако с электронной температурой, значительно превышающей температуру решетки металла, ибо за столь короткое время между электронами и решеткой еще не успевает установиться температурное равновесие. Эта интересная теория по своей идее весьма близка к теории импульсной эмиссии оксидного катода [13], которая была предметом оживленного обсуждения на нашем прошлом Совещании.

2. Автоэлектронная эмиссия

В настоящее время можно с полным убеждением сказать, что вопрос об автоэлектронной эмиссии является очень перспективным и важным, затрагивая большой, разнообразный и очень интересный круг физических вопросов*.

1. В последнее время получены существенные успехи в устойчивом получении очень больших значений плотности автоэмиссии [15], достигающих до $40 \cdot 10^6 \text{ А см}^{-2}$, подтверждающие применимость теории Фаулера — Нордгейма; наблюдаемые здесь иногда отклонения связаны с ролью объемного заряда.

Выполненные лет десять назад в лаборатории П. И. Лукирского опыты по изучению автоэмиссии полупроводников (сурьмяно-цезиевый катод) распространены теперь на другие фотопроводящие полупроводники — CdS и CdSe [16]. У них обнаружено сильное влияние освещения на получаемый автоток, однако в деталях это интересное явление еще не обследовано, впрочем как и вся проблема автоэмиссии полупроводников.

Очень интересно и важно то, что сейчас уже намечается перспектива практического использования автокатодов в соответствующих электронных приборах; эти попытки могут пойти по двум направлениям.

Во-первых, уже была построена и успешно испытана двухэлектродная лампа, имеющая обычный автокатод в виде вольфрамового острья [14]. Подобная лампа проработала 200 час в импульсном режиме с силой тока 0,2 А при напряжении 40 kV; она является, вероятно, прообразом ряда будущих электронных приборов автоэлектронного действия. Кстати, подобным же путем можно получить также и яркий точечный источник электронов с диаметром на выходе $\sim 0,3 \text{ м}$.

Во-вторых, следует обратить внимание на одну опубликованную у нас еще в 1950 г. работу [17], в которой был использован катод типа Молтера, состоящий из алюминиевой основы, покрытой тонким слоем диэлектрика —

* См., например, [14].

окиси алюминия, поверх которого был еще дополнительно нанесен очень тонкий контактный слой металла. При помещении всего катода в вакуум и подаче на слой окиси алюминия небольшой ($10 \div 30$ V) разности потенциалов возникал и сквозь него проходил наружу в вакуум заметный ($\sim 10^{-7}$ A) автоток, сила которого легко регулировалась приложенной разностью потенциалов. Таким образом, в перспективе мы имеем здесь дело с длительно устойчивым и управляемым холодным катодом, хотя фактически в настоящее время до этого еще очень далеко, ибо основной, но исключительно трудной задачей реализации подобного катода является создание как устойчивых острий, так и устойчивых пленок диэлектрика на них и верхнего покрытия.

2. Использование автоэмиссии в последнее время шло в основном по линии создания и всестороннего использования автоэлектронных проекторов; в этой области сделано весьма много известных работ, связанных главным образом с исследованием структуры поверхности и происходящими на ней процессами. Важная особенность этих работ — возможность вести их дифференцированно, в соответствии с каждой гранью поликристаллического острия металла. Возможности приборов этого типа весьма велики: например, при электрическом поле в $5,4 \cdot 10^7$ V см⁻¹, или $0,54$ V Å⁻¹, можно получить разрешающую способность 25 Å и полезное увеличение $5 \cdot 10^5$.

Один из наиболее интересных последних результатов структурного характера [18] — обнаружение у (011) грани вольфрама работы выхода 6 eV. Однако этот прибор может быть с успехом использован также и в тех случаях, когда для исследования требуется создание очень больших электрических полей; примером этого может быть определение коэффициента поляризации ряда атомов и молекул в свободном, состоянии, и т. п.

Очень большой шаг вперед был сделан созданием ионного проектора [19]. Как известно, в отличие от старого термоионизационного проектора [20], изображение исследуемой поверхности получается здесь при помощи протонов, создаваемых за счет ионизации молекул введенного в лампу водорода действием сильного электрического поля у поверхности острия. В одном случае при поле, равном $2,8$ V Å⁻¹, была получена таким образом разрешающая способность порядка $2 \div 4$ Å, т. е. примерно на порядок выше, чем в случае автоэлектронного проектора. Подобная разрешающая способность порядка диаметра обычных атомов и молекул дает в руки экспериментаторов совершенно новые возможности, которые до сих пор были использованы лишь в весьма незначительной степени. С другой стороны, независимо от этих результатов, большой интерес вызывает также физический вопрос о природе ионизации молекул в сильном электрическом поле. В этой связи можно отметить интересную работу по масс-спектрометрическому анализу продуктов подобной ионизации молекул водорода, дейтерия и кислорода в полях разной напряженности [21]. Совершенно понятно, какое значение для теории молекулярных сил может иметь развитие подобных работ, показывающее, кстати, важность исследований в области физической катодной электроники для других областей физики.

3. Большой интерес представляет вопрос о применении автоэлектронного проектора к изучению разных, происходящих на поверхности, молекулярных явлений. Здесь нужно раньше всего коснуться вопроса о возможности «видения» молекул и изучения их структуры. Нужно иметь в виду, что разрешающая способность прибора в $20 \div 30$ Å, конечно, все же не позволяет говорить о деталях подобных картин. Однако до настоящего времени все еще не решен вопрос о том, какова же природа наблюдаемого изображения: является ли оно следствием рассеяния автоэлектронов на отдельных элементах молекулы или оно связано с картиной, даваемой электронами самой молекулы за счет ионизации в сильном электрическом поле.

Затем нужно отметить интересные опыты по изучению явления десорбции атомарных пленок, например, Ва и др. [14], с поверхности вольфрама также под действием сильного электрического поля порядка $2 \div 4 \text{VÅ}^{-1}$. Эти опыты позволяют поставить и в какой-то мере решить вопрос о природе адсорбционных сил и об их электростатической компоненте. Более того, эти опыты показали, что критическое поле, необходимое для срыва адсорбированных атомов с поверхности, существенно зависит от ее кристаллографической грани. Метод автоэлектронного проектора был также с успехом использован для наблюдения поверхностной миграции, например, Ва на W [22], с определением коэффициентов этой миграции по каждой грани в отдельности. Этими опытами по миграции и десорбции, наряду с опытами по эмиссии и т. п., метод автоэлектронного проектора наглядно показал, что старая методика физических исследований в этой области с использованием поликристаллических поверхностей, как дающая слишком грубое усреднение, должна быть постепенно оставлена. Изучался затем элементарный акт поверхностной реакции углерода с кислородом на поверхности вольфрама [23], поверхностной ионизации и т. д.

4. Наконец, следует в нескольких словах упомянуть о том значении, какое имеет физика автоэлектронной эмиссии для ряда вопросов газового разряда. Одно перечисление затрагиваемых ею здесь вопросов уже может в какой-то мере дать представление об этом значении: 1) автоэлектронная эмиссия катодов важного класса дуговых разрядов (типа ртутного), созданная полем ионного объемного заряда с очень большой плотностью, достигающей значений $10^5 - 10^6 \text{ Åсм}^{-2}$; 2) возбуждение автоэлектронной вспышки, а вслед за этим и дугового разряда на контакте специальных диэлектрических поджигателей и жидкого катода; 3) то же явление на аноде дугового выпрямителя во время обратной фазы, т. е. обратное зажигание; борьба с последним явлением имеет очень большое значение в проблеме создания высоковольтных ртутных вентилях; 4) явление пробоя в вакууме, вызываемое нежелательной вспышкой автоэлектронной эмиссии.

Не имея возможности останавливаться подробнее на всех важных вопросах, мы должны, однако, указать, что их изучение и понимание находится в настоящее время еще в своей начальной стадии.

3. Фотоэлектронная эмиссия

Проводимые в последние годы исследования в области фотоэлектронной эмиссии* можно разделить на две группы: в первой из них рассматривались системы, использование которых интересно для изучения физики фотоэффекта вообще, пока без каких-либо явных попыток их практического применения, а также использование фотоэлектронных методов для определения их энергетической диаграммы; во второй группе непосредственно рассматривались современные эффективные фотокатоды в связи с проблемой не только их изучения, но и дальнейшего усовершенствования.

Начиная с первой группы исследований, интересно упомянуть о новых работах, посвященных фотоэффекту в чистых щелочных металлах. Уместно напомнить о полном формировании фотоэффекта уже при толщине порядка всего трех атомных слоев, об интересной особенности в распределении скоростей при использовании квантов далекой ультрафиолетовой области, когда, наряду с быстрыми электронами, обнаружено появление и группы медленных электронов [25] и т. д. Последнее явление сходно с получаемым и для неметаллов; оно сказывается на кинетике движения и энергетических потерях возбужденных электронов в твердом теле, особенно если бы подобные исследования удалось сочетать с исследова-

* См., например, [24].

нием глубинных зависимостей фотоэффекта. Оптическими методами и методом кривых задержки для фотоэлектронов [26] выяснено много интересных особенностей энергетической диаграммы разных полупроводников.

Исследование фотоэффекта некоторых неметаллов при использовании далекого ультрафиолетового излучения, соответствующего границе собственного поглощения, как известно, позволило прийти к заключению о возможности экситонного механизма этого явления; этот механизм обнаружен и у эффективного сурьмяно-цезиевого катода [27]. Если бы подобный экситонный механизм был единственным, то при этом можно было бы получить весьма эффективный примесный фотокатод, если бы только оказалось возможным сосредоточить его в пределах приповерхностной зоны выхода фотоэлектронов. К сожалению, в силу еще не очень понятных причин имеющиеся экспериментальные данные приводят к заключению о существовании в этой области фотоэлектрически пассивного, так называемого «мертвого» слоя. Последний, судя по оценкам, имеет протяженность ~ 10 мк, т. е. все же несколько меньшую, чем зона выхода фотоэлектронов.

Большой цикл исследований был проведен при использовании окиси бария [5], в частности, в виде монокристалла, как чистого, так и примесного, о чем мы уже говорили выше. В результате этих фотоэлектрических исследований, которые по характеру своих результатов существенно не отличаются от известных, например, для щелочно-галогенных кристаллов, получен ряд важных данных, характеризующих энергетическую диаграмму этого материала.

Наконец, следует отметить исследования, посвященные фотоэффекту у целого ряда полупроводниковых соединений (CsIn , CsTe , CdS и т. п.) [28]. Здесь, в особенности среди группы цезиевых соединений, имелось, очевидно, в виду выяснить также и возможность существования новых фотоэлектрически эффективных соединений; к сожалению, эта конкретная цель достигнута не была.

Подводя итоги этой части исследований последних лет, нужно указать на то, что здесь в основном начато, но далеко еще не завершено исследование фундаментального для однородных по структуре фотокатодов вопроса о природе поглощения света, в первую очередь собственного. В самом деле, без сильного собственного, фотоэлектрически активного поглощения света, какое мы наблюдаем, например, в случае сурьмяно-цезиевого катода, невозможен эффективный катод. Однако природа этого поглощения еще совершенно не ясна, ибо часто большим фотоэффектом она не сопровождается. Не ясны особенности и возможности экситонного механизма фотокатода, кинетика экситонов, связь внутреннего и внешнего фотоэффектов и т. п., не говоря уже о роли кинетики движения возбужденных электронов. Наконец, очень важным представляется дальнейшее расширение ассортимента используемых для исследования материалов.

Вторая группа исследований посвящена эффективным фотокатодам. Несмотря на огромную важность этого вопроса, за последние годы было опубликовано сравнительно мало серьезных исследований, а ассортимент эффективных фотокатодов пополнился лишь двумя представителями: 1) висмута-серебряно-кислородно-цезиевым [29] с интересной особенностью фотоэффекта — сравнительно однородной спектральной характеристикой во всей видимой части спектра и 2) в самое последнее время описанным сурьмяно-мультищелочным Sb-K-Na-Cs [30], имеющим спектральную характеристику, подобную сурьмяно-цезиевому фотокатоду, но сильно приподнятую и сдвинутую до 850 мк, что привело к росту его интегральной чувствительности в 4,5 раза.

Затем для целого ряда фотокатодов обнаружена высокая отдача лишь в одной ультрафиолетовой области. Попрежнему очень большими вопросами остаются как эффективный фотоэффект в длинноволновой области, так и утомление фотокатодов, т. е. их природа и методы управления ими.

Такое отставание в этой области может привести к частичному вытеснению в ряде важных приборов внешнего фотоэффекта фотоэффектом внутренним, как это, например, в перспективе уже намечается, судя по литературе, в передающих телевизионных трубках, преобразователях, фотоэлементах и т. п., тем более, что здесь возможно использование далекого инфракрасного излучения.

Можно думать, что одной из серьезных причин некоторого отставания в области исследований физики эффективных фотокатодов является как большая трудность этого вопроса, так и ограниченность общезначимых предположений и применяемых здесь методов исследования; вспомним, что «на вооружении» исследователей уже много лет находятся пока одни лишь оптические методы, да еще весьма ограниченные. Если последние дали возможность несколько продвинуться в области сравнительно простого и однородного двухкомпонентного сурьмяно-цезиевого катода, то уже при переходе к трехкомпонентному — серебряно-кислородно-цезиевому — встретились непреодоленные до сих пор трудности. Подобные же трудности можно ожидать и в случае многокомпонентного сурьмяно-мультищелочного катода, где также не обнаруживается корреляция его оптических и фотоэлектродных свойств. Во всяком случае без предварительного серьезного изучения структуры фотокатодов, как это до войны было начато С. А. Векшинским, с дополнительным привлечением электронно- и рентгенографического анализа, электронной микроскопии, методов нефелометрии и т. п., здесь нельзя, очевидно, ожидать серьезного успеха. Очень хотелось бы, чтобы удачно начатое и доложенное на прошлом нашем Совещании интересное исследование эффективных фотокатодов методами электронной микроскопии, выполненное под руководством А. А. Лебедева, получило впоследствии должное развитие.

Переходя непосредственно к первому типу эффективных фотокатодов (сурьмяно-цезиевому), можно отметить, что в данном случае мы имеем дело с наиболее простой — двухкомпонентной системой. Повидимому, этим в большой мере и объясняется то обстоятельство, что некоторыми успехами в физическом исследовании эффективных фотокатодов мы располагаем лишь в этой области.

Во-первых, как известно, была всесторонне выяснена и обоснована оптическая природа его фотоэффекта, что впервые дало возможность произвести технический расчет сурьмяно-цезиевого фотоэлемента [31]; затем опытами по изучению оптического поглощения и собственных скоростей фотоэлектронов [32] были выяснены основные особенности его энергетической диаграммы. Следует также отметить, что из последней работы вытекает интересный вывод, в какой-то мере имеющий, вероятно, общий характер, — о том, что в случае использования квантов достаточно большой энергии возможно получение заметной вторичной фотоэлектронной эмиссии, т. е. возбуждения второго электрона ударом быстрого первичного фотоэлектрона.

Во-вторых, следует также отметить и целый цикл исследований электрических свойств этого катода [33], как, например, проводимости — обычной и в магнитном поле, термо-э. д. с., эффекта Холла, подвижности носителей тока, электролиза и т. д.

К сожалению, однако, последние исследования как-то оторваны от фотоэлектрических свойств этого катода, и мы, собственно говоря, еще недостаточно знаем, какие из этих параметров и каким образом сказываются на интересующем нас явлении фотоэффекта. В силу этого наше понимание принципа действия даже и этого катода еще не пошло достаточно далеко в глубь явлений, знание которых и является для нас столь важным.

Отсюда и вытекает необходимость выяснения «второй очереди» вопросов физики сурьмяно-цезиевого фотокатода, которые могут иметь и общее значение, как, например: 1) увязки структурных и электрических свойств с фотоэлектрическими, 2) выяснения указанного выше вопроса о природе

имеющего здесь место собственного и одновременно фотоэлектрически активного поглощения света, в частности, в связи с обнаруженным и здесь экситонным механизмом, 3) выяснения относительной роли первичного возбуждения в теле катода электронов с использованием, например, перехода к «элементарному» фотоэффекту при толщинах, гораздо меньших эффективной, с точным определением спектра собственных скоростей, вероятности фотовозбуждения и т. п., что представляет несомненный интерес и для других катодов.

Выяснение последнего вопроса целесообразно скомбинировать с исследованиями фотопроводимости в связи с тем интересным экспериментальным фактом, согласно которому введение в нормальную дырочно-проводящую сурьмяно-цезиевую пленку избытка цезия, переводящего ее в электропроводящее состояние, не сказываясь на внешнем фотоэффекте, одновременно подавляет явление фотопроводимости [34].

Гораздо хуже в настоящее время обстоит дело со вторым важным типом эффективных фотокатодов — серебряно-кислородно-цезиевым, особенно интересным в длинноволновой области. В последние годы была проделана довольно большая работа по его исследованию, однако она носила в основном технологический характер; что касается физических исследований, то наш уровень знания физики этого катода за последние 10—15 лет изменился очень мало, хотя этот катод является до сих пор монопольным в длинноволновой области спектра, где его эффективность и диапазон все же оставляют желать много лучшего. Можно думать, что одна из основных причин этого обстоятельства заключается в том, что до сих пор не было уделено серьезного внимания изучению структуры этого фотокатода, предполагаемый характер которой — смесь коллоидных частичек серебра и кристалликов окиси цезия, покрытых со всех сторон адсорбированными атомами цезия.

В этом случае может быть обнаружен целый ряд новых и совершенно неожиданных явлений из области физики коллоидов. Можно, например, показать, что коллоидные металлические частицы некоторыми своими свойствами уже напоминают не металлы с его непрерывной зоной электронных состояний, а скорее полупроводник, давая, как показывают расчет и качественно его подтверждающие эксперименты, резко избирательное поглощение света и фотоэффект в определенной области спектра [35], зависящей от размеров, числа, формы и природы частичек металла.

С другой стороны, при полном отсутствии каких-либо признаков корреляции между спектральными распределениями фотоэффекта и оптического поглощения этот катод в определенных условиях может все же обнаружить наличие четкой интерференционной картины, характерной для малых нарушений однородности [35]. Более того, даже применяемая в настоящее время весьма усовершенствованная технология его изготовления, при близких значениях фотоэлектронной отдачи, все же дает образцы с весьма неодинаковыми физическими свойствами. Все эти обстоятельства чрезвычайно затрудняют исследование этого катода, но делают его все же неизбежным и направленным на выяснение природы и дальнейшее повышение эффективности его фотоэффекта.

4. Вторичная электронная эмиссия

Вопросы вторичной электронной эмиссии и эффективных катодов этого типа, бывшие объектом очень большого внимания в предвоенные годы, в последнее время также перестали привлекать внимание столь широких, как ранее, кругов исследователей. Ни это обстоятельство, ни то, что сейчас в распоряжении практиков имеется некоторое число эффективных катодов с обследованными характеристиками, ни в коей мере не дают основания считать этот физический вопрос хоть в малейшей мере исчерпанным.

Те исследования, которые появились за последнее время* и в которых обычно ставилась задача изучения природы вторичной эмиссии скрыто или явно в связи с ее эффективностью, проводились обычно в среднем интервале первичных скоростей 100–2000 В; они сводились в основном к определению зависимости коэффициента вторичной эмиссии от первичной энергии и изредка — к распределению скоростей. Между тем можно думать, что этих данных совершенно недостаточно; это, например, видно из сравнения результатов исследований таких заведомо разных систем, как кислородно-цезиевый и серебряно-кислородно-цезиевый катоды, а также и других катодов, имеющие практически одинаковую вторичную эмиссию. Поэтому вопрос о природе вторичной эмиссии вообще и эффективной в частности является весьма сложным и требует более широкого и глубокого изучения.

Возвращаясь к исследованиям вторичной эмиссии в средней области первичных энергий, можно отметить лишь некоторые ее особенности, так как полная картина этого вопроса будет дана в докладе Л. Н. Добрецова. Это раньше всего совершенно новый вид основной зависимости коэффициента вторичной эмиссии от первичной энергии для монокристаллов NaCl — с длинным горизонтальным плато [37]. Этот неожиданный результат является первым исключением в обычной зависимости с максимумом и, более того, может потребовать нового подхода к своей интерпретации.

Хочется отметить также сравнительное систематическое обследование функций распределения вторичных электронов по энергиям для целого ряда металлов и соединений; в подтверждение старых измерений в этом распределении обнаружена тонкая структура [38]. Она интерпретируется как результат эффекта Оже и может быть использована для определения такой важной для вторичной эмиссии величины, как коэффициент поглощения вторичных электронов. Некоторое внимание уделялось также вопросу о вторичной эмиссии тонких пленок в связи с вопросом об эффективной глубине выхода электронов [39] и т. д.; все это дает, конечно, еще далеко не полный перечень результатов.

Однако у нас до настоящего времени остается нерешенным старый и основной для вторичной эмиссии вопрос: что является определяющим, или, точнее, какова роль в общем процессе вторичной эмиссии первичного возбуждения электронов в материале эмиттера, с одной стороны, и кинетики их движения, — с другой.

Решение этого вопроса, ответ на который может и не иметь универсального характера, требует, естественно, такой постановки опытов, при которой возможно разделение этих факторов. С этой точки зрения, как и в случае фотоэффекта, можно рекомендовать переход к всестороннему исследованию «элементарной» вторичной эмиссии металлов и неметаллов (для устранения роли кулоновского взаимодействия) в области очень малых, заведомо меньше эффективной, толщины эмиттера, имеющих для полупроводников порядок 100 мμ.

К возможно полной локализации возбуждения электронов именно в этой области следует всегда стремиться, разработав для этого соответствующие методы, ибо это приведет к росту выхода эмиссии; однако это может одновременно привести и к ускоренному «износу» этого слоя эффективного эмиттера за счет разложения молекул полупроводникового соединения электронным ударом. Определяя в этих «элементарных» условиях абсолютный выход, т. е. вероятность возбуждения, и распределение вторичных электронов по скоростям, нанося затем на эмиттер моноатомный слой элемента, резко изменяющего только работу выхода, мы, надо надеяться, сможем выяснить подобным путем многие важные для нас особенности. Эти

* См., например, [36].

опыты являются весьма непростыми, в особенности в связи с необходимостью учета роли подложки.

С другой стороны, правильным было бы делать подобные опыты со свободными тонкими пленками на прострел [40]. Этот старый и интересный вопрос о закономерностях вторичной эмиссии на прострел так до сих пор серьезно и не был исследован ввиду трудности учета роли микродырок, всегда имеющих здесь место. Все же можно выразить надежду, что когда-либо будет, наконец, разработан метод надежного получения сплошных тонких свободных пленок и благодаря этому исследование этого вопроса будет доведено до конца.

В последнее время, благодаря применению нового электронно-оптического принципа [41], оказалось возможным проводить изучение кинетики движения и дискретных энергетических потерь электронов в твердых телах с большой степенью точности. Достаточно сказать, что при первичной энергии электронов 30 kV измеряются дискретные потери энергии порядка одного вольта, т. е. разрешающая способность этого метода $3 \cdot 10^{-6}$. Этот метод апробирован на ряде металлов и соединений, для которых начато определение энергетических потерь; одновременно намечается перспектива его использования для создания химического анализа нового типа. Таким образом этот метод полезно дополняет оптический и тепловой методы определения элементов энергетической диаграммы твердых тел и одновременно указывает на принципиальную возможность наличия неупругих потерь энергии даже у медленных, возбужденных в твердом теле вторичных электронов. Для того чтобы в полной мере оценить роль последнего фактора, необходимо более полное определение как его спектра, так и эффективных поперечников, особенно в области малых энергий электронов.

В области малых первичных энергий в большей, вероятно, степени можно ожидать проявления индивидуальности исследуемой поверхности. Однако следует иметь в виду, что экспериментировать здесь тоже значительно труднее, так как будет существенно сказываться состояние исследуемой поверхности. Поэтому в этой области крайне важна чистота выполнения опытов, в первую очередь использование очень высокого вакуума, а в качестве объекта исследования весьма желательно использование поверхности монокристалла.

Весьма интересные результаты были получены по неупругому рассеянию медленных электронов от монокристаллов NaCl и KCl, у которых был обнаружен дискретный спектр энергетических потерь электронов, кратный примерно 10 V [42]; эта величина существенно больше получаемой для металлов указанной выше электронно-оптическим методом, и, главное, она хорошо коррелируется с величиной, вытекающей из правила отбора для импульса. У разного рода соединений продолжались подобные же поиски энергий неупругих переходов и их корреляции с данными оптического поглощения, успешно начатые свыше 20 лет назад. Конечно, все это имеет важное значение для изучения дискретных потерь вторичных, а кстати, и возбужденных фотоэлектронов. Однако, с другой стороны, ничего еще не было сделано для того, чтобы установить эффективность и начало заметного кулоновского взаимодействия со свободными электронами проводимости, быть может, при помощи методов, в какой-то мере аналогичных использованным для определения пути релаксации электронного пучка в плазме газового разряда.

Нельзя забывать о необходимости развития исследований в области физики электронно-запоминающих устройств [36]. Речь идет об изучении условий создания на изолированной поверхности диэлектрика, под действием как электронной бомбардировки, так и освещения, некоторого, наперед заданного потенциального рельефа и о его сохранении в течение нужного, порой весьма значительного, времени. Физически это связано с интересной проблемой поверхностных энергетических состояний, с изме-

нениями в поверхностном слое протяженностью порядка глубины экранирования, в частности, с поверхностной проводимостью. Экспериментально этот вопрос в применении к щелочно-галогидным кристаллам и некоторым полупроводниковым соединениям уже рассматривался, однако в применении к новым задачам в области вакуумной электроники его нужно ставить и решать почти заново.

Наконец, можно еще вспомнить: а) о катоде Молтера (его мы слегка касались в разделе, посвященном автоэлектронной эмиссии) и б) о наведенной проводимости. Этого второго вопроса следует коснуться особо в нескольких словах в связи со случаем бомбардировки диэлектрика быстрыми электронами со скоростями порядка мегаэлектронвольт. Здесь следует напомнить о том, что первая атомная батарея, где осуществлено непосредственно преобразование ядерной энергии в электрическую, была реализована именно этим путем, при использовании β -лучей Sr^{90} с энергией 0,7 MeV с периодом полураспада 20 лет и кристаллического кремния [43]; в последнем происходило размножение электронов и возникновение э. д. с. Перед нами здесь стоит важная задача изучения и дальнейшего повышения выхода возбужденных электронов с образованием наведенной э. д. с. и т. п., а также заодно и параллельное обследование тех структурных изменений, которые при этом происходят в материалах, из которых делаются подобные устройства. Те немногие опыты, которые сделаны здесь, характеризуют только элементы этих явлений, имеющих, естественно, огромное перспективное значение.

5. Явления при ударе о поверхность тяжелых частиц

Рассматриваемая в настоящем разделе доклада несколько разнородная группа явлений объединена той общей особенностью, что они возникают при взаимодействии с поверхностью твердого тела тяжелых частиц (атомов и ионов) различных скоростей, весьма часто в условиях газового разряда. Здесь следует рассмотреть: а) передачу энергии при подобном ударе и последующее рассеяние налетающей частицы, б) распыление твердой поверхности при ударе тяжелых частиц, в) обмен электроном, т. е. поверхностную нейтрализацию ионов и, наоборот, образование ионов положительной и отрицательной полярности, г) эмиссию при этом вторичных электронов.

Первый вопрос, о передаче энергии и рассеянии при ударе о поверхность, освещен в литературе в весьма небольшой степени. Имеются некоторые данные, связанные в основном со щелочными ионами, поскольку значительная их часть после удара остается в ионизованном, т. е. доступном измерению, состоянии.

Наряду с рассмотрением вопроса о балансе энергии выяснено, что заметное число частиц взаимодействует с атомами поверхности в соответствии с классическим законом парного упругого удара [44]. Однако знание этого частного для средней области энергий случая не дает нам право его обобщать, так как в общем случае в настоящее время мы не умеем оценивать коэффициент аккомодации при ударе иона, особенно если его энергия не особенно велика, и этот коэффициент заведомо нельзя рассчитывать из теории парного соударения свободных упругих тел; то же относится и к особенностям передачи энергии нейтрализации.

Все эти вопросы, имеющие важное для этой области значение, как-то сейчас выпали из поля зрения; конечно, и здесь большое значение имело бы использование шероховатой монокристаллической поверхности. Если бы подобные опыты удалось выполнить с ионами, меченными своими радиоактивными изотопами, то их можно было бы дополнить определением как особенностей их углового рассеяния (независимо от степени нейтрализации), так и проникновения внутрь мишени. Не бесполезно было бы затем продолжить очень старые работы по экспериментальному

(тепловому) определению коэффициента аккомодации при ударе ионов разных скоростей и т. д.

В значительной мере, но совсем безосновательно снизился в последнее время интерес к вопросу о физике катодного распыления*. Несколько сделанных за последнее время интересных экспериментальных работ с применением методов электронной микроскопии позволили выявить особенности структуры распыляемой поверхности, связанные с действием различных вторичных факторов (обратной диффузии, поверхностной миграции и т. п.), и затем предложить использовать катодное распыление в качестве удобного практического метода газового травления поверхности металла [46]. Однако все это только лишний раз подтверждает актуальную необходимость повторного тщательного экспериментального исследования этого явления в его первичном, неусложненном виде, в широком диапазоне как материалов мишени, так и рода и энергии распыляющих ионов; весьма полезным и здесь было бы применение метода радиоактивных индикаторов.

В равной степени сильно отстает и теория катодного распыления, где до сих пор используются совершенно негодные старые представления о температурной вспышке с применением равновесных формул для испарения в случае ионов больших скоростей и формул парного упругого соударения — для малых, хотя здесь была попытка переноса на это явление даже некоторых представлений из ядерной физики (передача энергии быстрым нейтроном при его замедлении [47]).

Большим интересом пользовались в прошлые годы вопросы электронного обмена на поверхности металла, в первую очередь явления поверхностной ионизации. Однако, после того как был использован основной ассортимент возможных для этого атомов щелочных элементов и чистых поверхностей тугоплавких металлов, причем в общем были подтверждены существующие теории этого явления, дело здесь несколько замерло. Все же было бы очень интересно продвинуться дальше в сторону труднее ионизируемых атомов, для чего необходимо создание поверхностей с повышенной работой выхода, о чем мы уже говорили выше.

В одной из подобных работ [48] для этой цели был использован вольфрам, покрытый слоем платины, для которого, согласно термоэлектронным данным, работа выхода равна 5,4 eV. Однако, когда на подобной поверхности попытались обнаружить ионизацию натрия, которая должна быть здесь полной, этого выявить не удалось. Этот результат трудно понять, если только не допустить, что платина в нагретом состоянии химически реагирует с натрием, что, вообще говоря, нельзя считать исключенным. Другой результат был получен в этой области, когда методом автоэмиссии было обнаружено [18], что грань (011) вольфрама имеет работу выхода 6 eV; затем здесь выяснилось, что на поверхности поликристаллической нити возможно получение заметной, порядка 10%, ионизации атомов алюминия, потенциал ионизации которых также равен 6 eV. Очень странно, что ничего подобного не наблюдал до сих пор никто из многочисленных экспериментаторов, работавших в этой области и всегда получавших на поликристаллическом вольфраме очень низкую степень ионизации даже натрия и бария с гораздо меньшим потенциалом ионизации (5,1—5,2 eV), чем алюминий. Во всяком случае весь этот комплекс вопросов заслуживает внимания и в первую очередь применения монокристаллических нитей; например вольфрама, а также и поверхностей с повышенной работой выхода, не говоря уж об исследовании поверхности вакуумных полупроводников, по поводу которых мы сейчас еще вообще ничего не знаем. Вопросы об отрицательной поверхностной ионизации мы вообще здесь не имеем возможности касаться.

* См., например, [45].

Продолжались экспериментальные исследования вторичной эмиссии электронов при ударе о поверхность тяжелых частиц [44, 49], в которых авторы добивались последовательно все большей чистоты постановки опытов, в первую очередь чистоты исследуемой поверхности. Например, при этом выяснилась чрезвычайная малость коэффициента этой эмиссии при переходе к очень чистой поверхности металла. Особо нужно коснуться одной работы [50], экспериментальное выполнение которой находится на очень большой высоте. Речь идет о вторичной эмиссии исключительно чистого вольфрама при его бомбардировке ионами всех инертных газов, причем не только одно-, но и многозарядными (например Kr^{4+} , Xe^{6+}), которые оказывают на изучаемое явление очень сильное влияние. Полученные для выхода эмиссии и для распределения вылетевших электронов по скоростям результаты интерпретируются с новой точки зрения — наличия в этом случае эффекта Оже.

Заключение

Таким образом, из изложенного здесь весьма неполного сообщения все же можно сделать вывод о той большой и многогранной работе, которую необходимо выплнить в области физической катодной электроники. Эта работа должна быть направлена на создание теоретико-физического фундамента, необходимого для сознательного и существенного усовершенствования старых и создания новых методов получения электронных потоков для их использования в соответствующих электронных и ионных приборах; в этой работе необходимо самым широким образом использовать все новейшие экспериментальные методики. Поэтому одной из важнейших задач нашего Совещания и будет всестороннее обсуждение важного вопроса о планах наших дальнейших исследований в этой области и о координации наших совместных усилий, направленных на их реализацию.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Моргулис Н., УФН, 53, 501 (1954); Rapports des travaux du Congrès international du cinquantenaire de la cathode a oxydes., Le Vide, 51—55, 1954—1955.
2. Rittner E., Philips Res. Rep., 8, 184 (1953).
3. Debiessé J., L'onde électrique, 30, 351 (1950); Leverton W., Shepherd W., J. Appl. Phys., 23, 787 (1952); Redington R., Phys. Rev., 87, 1006 (1952); Bever R., J. Appl. Phys., 24, 1008 (1953); Моргулис Н., Птушинский Ю., ЖТФ, 25, 1157 (1955).
4. Моргулис Н., Яговдик В., ДАН СССР, 59, 247 (1948); Моргулис Н., Зингерман Я., ДАН СССР, 81, 783 (1951); Зелъцман П., Моргулис Н., Яговдик В., ЖТФ, 21, 1035 (1951); Pell E., Phys. Rev., 87, 457 (1952); Nedgaard L., RCA Rev., 13, 464 (1952); Young J., J. Appl. Phys., 23, 1129 (1952); Sparks J., Philipp H., J. Appl. Phys., 24, 453 (1953); Forman R., Phys. Rev., 96, 1479 (1954).
5. Sproull R., Dash W., Tyler W., Moore A., Rev. Sc. Instr., 22, 410 (1951); Kane A., J. Appl. Phys., 22, 1214 (1951); Phys. Rev., 94, 1439 (1954); Pell E., Phys. Rev., 87, 457 (1952); Redington R., Phys. Rev., 87, 1006 (1952); Моргулис Н., Толпыго К., ЖЭТФ, 25, 718 (1953); Dash W., Phys. Rev., 92, 68 (1953); Тайлер В., Спроул Р. и В сб. «Полупроводниковые материалы», стр. 161.—ИЛ, М., 1954.
6. Moore G., Wooten L., Morrison J., Phys. Rev., 96, 840 (1954); J. Appl. Phys., 26, 943 (1955).
7. Ortusi J., Le Vide, 52—53, 100 (1954).
8. Jansen C., Loosjes K., Compaan K., Philips Res. Rep., 9, 241 (1954).
9. Hensley E., J. Appl. Phys., 23, 1122 (1952); Young J., J. Appl. Phys., 23, 1129 (1952); Forman R., J. Appl. Phys., 26, 1187 (1955).
10. Lafferty J., J. Appl. Phys., 22, 299 (1951).
11. Babcock M., Holzhauser D., Von Foerster H., Phys. Rev.,

- 91, 755 (1953); Klumpfer B., Brett H., Conv. Rec. of I. R. E., III 6 (1954).
12. Лебедев С., Хайкин С., ЖЭТФ, 26, 723 (1954); Бородовская Л. Лебедев С., ЖЭТФ, 28, 96 (1955); Гинзбург В., Шабанский В. ДАН СССР, 100, 445 (1955).
13. Левитин С., ЖТФ, 23, 1700, 2166 (1953); Lehovics S., Phys. Rev., 90 921 (1954).
14. Llewellyn-Jones F., Nature, 175, 244 (1955); Dyke W., Proc. I. R. E. 43, 162 (1955).
15. Barbour J. a. oth., Phys. Rev., 92, 45 (1953).
16. Arker L., Taft E., Phys. Rev., 88, 1037 (1952).
17. Вудынский М., ЖТФ, 20, 1306 (1950).
18. Müller E., J. Appl. Phys., 26, 732 (1955).
19. Müller E., ZS. f. Phys., 131, 136 (1951); Комар А., Селицкий Ю. ДАН СССР, 96, 957 (1954).
20. Моргулис Н., ЖЭТФ, 10, 168 (1940).
21. Ingram M., Gomer R., J. Chem. Phys., 22, 1279 (1954); ZS. Naturforsch 10a, 863 (1955).
22. Drechsler M., ZS. f. Elektrochemie, 58, 340 (1954).
23. Klein R., J. Chem. Phys., 21, 1177 (1953).
24. Kluge W., ZS. angew. Phys., 7, 302 (1955).
25. Dickey J., Phys. Rev., 81, 612 (1951).
26. Аркер Л., Тафт Е., Phys. Rev., 82, 814 (1951); 96, 827 (1954); Мейер Schutzmeister L., ZS. f. Phys., 129, 148 (1951); И. А. Арсеньев Гейль, ЖТФ, 25, 1544 (1955).
27. Аркер Л., Тафт Е., Phys. Rev., 81, 698 (1951); Нейб М., Phys. Rev. 81, 702 (1951); Борзяк П., Труды ИФАН УССР, вып. 4, 28, 1953.
28. Taft E., Arker L., J. O. S. A., 43, 81 (1953); Schaetti N., Baumgartner W., Flury C., Helv. Phys. Acta, 24, 609 (1951).
29. Sommer A., Photoelectric tubes, p. 47. — C. Methuen, London, 1951.
30. Sommer A., Rev. Sc. Instr., 26, 725 (1955).
31. Борзяк П., Автореф. диссерт., ИФАН УССР, 1954.
32. Моргулис Н., Борзяк П., Дятловицкая Б., Изв. АН СССР Серия физич., 12, 126 (1948); Дятловицкая Б., ЖТФ, 22, 84 (1952); Борзяк П., Труды ИФАН УССР, вып. 2, 3, 1952; Аркер Л., Тафт Е. Dickey E., J. O. S. A., 43, 78 (1953).
33. Sakata T., J. Phys. Soc. Japan, 8, 125, 272, 723, 793 (1953); 9, 141, 1030, 103 (1954). Mijazawa H., Fukuhashi S., J. Phys. Soc. Japan, 7, 645 (1952).
34. Борзяк П., ДАН СССР, 31, 547 (1941).
35. Борзяк П., Моргулис Н., ДАН СССР, 61, 625 (1948); Борзяк П., Труды ИФАН УССР, вып. 4, 11, 1953; Дыкман П., Труды ИФАН УССР, вып. 5 94, 1954.
36. Bruining H., Physics and Applications of Secondary Emission. — Pergamon Press, London, 1954; Rodda S., Nature, 175, 1112 (1955).
37. Добрецов Л., Титков А., ДАН СССР, 100, 33 (1955); Шульман А. ЖТФ, 25, 2150 (1955).
38. Lander J., Phys. Rev., 91, 1382 (1953).
39. Дятловицкая Б., ДАН СССР, 63, 641 (1948); Моргулис Н., Находкин Н., ДАН СССР, 94, 1029 (1954); Бронштейн И., Смородина Т. ЖЭТФ, 29, 500 (1955).
40. Berger W., Ann. d. Phys., 15, 394 (1955); Mendelowitz H., Marton I. Phys. Rev., 98, 1168 (1955).
41. Möllenstedt G., Optik, 5, 499 (1949); Leder L., Phys. Rev., 95, 134 (1954); Marton L., Leder L., Phys. Rev., 94, 203, 777 (1954).
42. Шульман А., Фридрихов С., ЖТФ, 25, 1344 (1955).
43. Rappaport P., Phys. Rev., 93, 246 (1954); Pfau W., van Roosboeck W., J. Appl. Phys., 25, 1422 (1954); Shorr W., Nuclear Batteries. Доклад №171 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.
44. Арифов У., Автореф. диссерт., ЛФТИ АН СССР, 1954.
45. Моргулис Н., УФН, 28, 202 (1946).
46. Спивак Г., Прилежаева И., Савочкина О., ЖТФ, 23, 225 (1953); 24, 2090 (1954).
47. Keywell F., Phys. Rev., 87, 160 (1952); Harrison D., Phys. Rev., 93 652 (1954).
48. Ким Хен Бон, Сокольская И., Вестник ЛГУ, 12, 67 (1952).
49. Еремеев М., Автореф. диссерт., ЛПИ, 1953.
50. Nagstrum H., Phys. Rev., 96, 325, 336 (1954).

П. В. ТИМОФЕЕВ

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СО СЛОЖНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

(Краткое содержание доклада)

Количественная теория сложных эмиттеров, состоящих из щелочных, щелочно-земельных металлов и их соединений с кислородом или другими веществами, находится в зачаточном состоянии, и развитие этих эмиттеров продолжает идти по пути экспериментальных исследований.

Экспериментальными исследованиями показано, что величина эмиссии электронов зависит от структуры поверхностного слоя эмиттера и, в частности, от количества содержащегося в нем свободного щелочного или щелочно-земельного металла.

При соответствующих условиях на поверхности сложных эмиттеров процессе излучения ими электронов возникают положительные заряды, оказывающие существенное влияние на эмиссию электронов. В результате действия положительных зарядов получаются большие коэффициенты вторичной эмиссии у сложных эмиттеров, возникают аномальные явления, наблюдающиеся в автоэлектронной эмиссии с кислородно-цезиевых фотокатодов и происходят другие процессы, например утомление кислородно-цезиевых фотокатодов, являющиеся следствием появления положительно заряженных частиц цезия, сорбированного в поверхностном слое катода.

Распределение уровней энергии электронов в поверхностном слое сложного эмиттера, имеющего неоднородную поверхность, существенно отличается от распределения этих уровней в толще эмиттера.

Толщина поверхностного слоя сложного эмиттера, из которого происходит эмиссия электронов, в большинстве случаев не превышает 10^{-6} см, следовательно, эмиссия электронов в этих эмиттерах должна определяться поверхностными уровнями.

Исходя из этих соображений, нельзя согласиться с представлениями о механизме эмиссии из сложного эмиттера, основанными на энергетической схеме эмиттера, справедливой для внутренних слоев. В частности, некоторые заключения об эмиссионных свойствах эмиттеров, сделанные на основании измерения его электропроводности, нельзя считать правильными. Установлено, что сложные эмиттеры типа кислородно-цезиевых при больших градиентах электрического поля у их поверхности и температуре 0° могут эмиттировать положительные ионы.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина

Л. Н. ДОБРЕЦОВ

ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ
(СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ)

В тридцатых годах сложилась общеизвестная картина механизма вторично-электронной эмиссии (в. э. э.). В этом докладе я хочу рассмотреть то, что, по моим представлениям, изменилось в этой картине к настоящему времени.

Явление в. э. э. можно разделить на три этапа: 1) возбуждение электронов эмиттера воздействием первичных электронов, 2) движение возбужденных электронов от места возбуждения к поверхности эмиттера и 3) выход их через границу тела наружу. В соответствии с этим для коэффициента в. э. э. обычно пишется выражение:

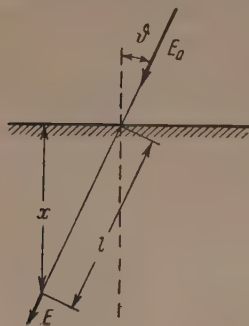


Рис. 1

$$\sigma = \int_0^L w(x) W(x) P(l, E_0) dl, \quad (1)$$

где $P(l, E_0) dl$ — число электронов, возбужденных на отрезке пути dl первичного электрона на расстоянии l от начала пути, где он имел энергию E (рис. 1); $W(x)$ — вероятность того, что электрон, возбужденный на глубине x , достигнет поверхности; $w(x)$ — вероятность того, что достигший по-

верхности электрон выйдет наружу; интеграл берется по всему пути первичного электрона, на котором он возбуждает электроны эмиттера (ионизационный пробег).

Нетрудно показать, что выражение (1) предполагает, во-первых, возможность локализации места возбуждения в достаточно малой области пространства; во-вторых, так как W и w зависят от распределения возбужденных электронов по импульсам, возможность представления W как $W(x)$, а не как $W(E(x))$, предполагает, что от энергии первичного электрона зависит лишь число возбуждаемых электронов, а распределение этих электронов в месте возбуждения по скоростям от энергии первичного электрона не зависит.

Рассмотрим вопрос о функции $P(l, E_0)$. Число электронов, возбуждаемых в данном теле на отрезке пути dl , определяется лишь энергией первичного электрона E на этом отрезке: $p = p(E)$; но эта энергия зависит от E_0 и закона потерь энергии dE/dl в данном веществе, т. е. $E = E(l, E_0)$, поэтому и $P = P(l, E_0)$. Выяснению вида функции $p(E)$ посвящен ряд теоретических работ.

Обозначим волновые векторы первичного электрона и электрона твердого тела в начальных состояниях (т. е. до взаимодействия) соответственно K_1 и K_2 , энергии в этих состояниях: $E_1 = E_1(K_1)$ и $E_2 = E_2(K_2)$, а соответствующие величины после взаимодействия — K'_1 , K'_2 , $E'_1 = E'_1(K'_1)$ и $E'_2 = E'_2(K'_2)$.

Квантово-механическое рассмотрение показывает, что в результате взаимодействия этой пары электронов переходы в состояния K'_1 , K'_2 возможны, если выполняются два закона сохранения (см., например, [1])

$$\left. \begin{aligned} E_1 + E_2 &= E'_1 + E'_2 \\ \text{и} \quad K_1 + K_2 + \frac{2\pi}{a}g &= K'_1 + K'_2 \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

где g — вектор с целочисленными компонентами (в простом кубическом кристалле) и a — постоянная решетки. Второй из этих законов сохранения представляет собой квантовомеханический аналог закона сохранения импульсов, и слагаемое $\frac{2\pi}{a}g$ учитывает импульс, полученный электроном твердого тела от кристаллической решетки этого тела, который, в частности, может равняться нулю. Если $g \neq 0$, то начальное и конечное состояния электрона твердого тела соответствуют двум различным зонам Бриллюэна («межзонный переход» по Вятскину [2]); при $g = 0$ оба состояния электрона твердого тела лежат в пределах одной зоны («внутризонный переход»). Для «свободных» электронов зонмерфельдовской модели металла возможны лишь переходы с $g = 0$; второй из законов сохранения переходит здесь просто в закон сохранения импульсов классической механики. Естественно, что принцип Паули допускает внутризонные переходы лишь в пределах незаполненных зон, т. е. только в металлах. Внутризонные переходы возможны и в диэлектриках или полупроводниках, и в металлах, причем в последних могут совершать эти переходы и электроны зоны проводимости.

В общем случае, когда возможны оба типа переходов, $p(E)$ будет складываться из $p_v(E)$, даваемым внутризонными, и $p_m(E)$, даваемым межзонными переходами:

$$p(E) = p_v(E) + p_m(E).$$

Внутризонные переходы для «свободных» электронов были рассмотрены Кадышевичем [3], позднее с позиций классической механики — Баруди [4] и по квантовой механике для слабо связанных электронов Вятским [2]. Деккер и Ван-дер-Циль [1] использовали для учета взаимодействия первичного электрона с электронами твердого тела кулоновский потенциал $U = e^2/|\mathbf{R}-\mathbf{r}|$, Ван-дер-Циль [5] применила экранированный кулоновский потенциал:

$$U = \frac{e^2}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|} e^{-\lambda|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}.$$

Для достаточно быстрых первичных электронов они приходят к выводу, что

$$p_v(E) \approx \frac{1^*}{E} \quad (3)$$

(для классического рассмотрения это было показано Хахенбергом в его обзоре [6]), а распределение возбужденных электронов по энергиям возбуждения ΔE :

$$p_v(\Delta E) \approx \frac{1}{(\Delta E + a)^2}, \quad (4)$$

где $a = \frac{\hbar^2}{2m}\lambda^2 \approx 5 \text{ eV}$ или равное нулю для неэкранированного кулоновского потенциала; распределение по ΔE не зависит от E . Если бы пер-

* Точнее:

$$p_v \approx E^{-1} \ln E/c.$$

В (3) и далее медленно меняющиеся множители считаются постоянными.

вичный электрон тратил свою энергию только на эти возбуждения, то закон потерь имел бы вид

$$-\frac{dE}{dl} = \frac{A}{E} \quad (5)$$

(закон Виддингтона), где A — постоянная; отсюда ионизационный пробег первичного электрона $L \approx E_0^2$.

В случае нормального падения первичного пучка на поверхность мишени этот тип возбуждений не дает электронов, получающих дополнительный импульс, направленный к поверхности эмиттера и необходимый для выхода электрона из тела, и на этом основании был исключен Фрелихом из рассмотрения в теории в. э. э. Утверждение, что взаимодействие первичного электрона лишь со связанными электронами металла с $g \neq 0$ играет роль в в. э. э., встречается и в ряде книг, где рассматривается это явление (например, С. Ю. Лукьянов — «Фотоэлементы», Л. Н. Добрецов — «Электронная и ионная эмиссия»).

Кадышев и Баруди учли возможность изменения направления импульса возбужденного электрона при последующем фоновом соударении и показали возможность построения теории с этим типом возбуждений.

Междузонные переходы, естественно, лежат вне рамок классической механики. Квантовомеханически в приближении слабо связанных электронов твердого тела они были рассмотрены Вульдриджем (1939 г.), Вятским [2], Деккером и Ван-дер-Цилем [1]. Второй из законов сохранения (2) можно записать в виде

$$\Delta K_2 = K'_2 - K_2 = \frac{2\pi g}{a} + q, \quad (2')$$

где $q = K_1 - K'_1$ — импульс, полученный электроном твердого тела от первичного электрона. При больших K_1 величина $|q| \ll \frac{2\pi}{a} |g|$.

Вычисления, проведенные в указанных выше работах, в которых величиной q по сравнению с $\frac{2\pi}{a} g$ пренебрегали, привели к выводу, что

$$\frac{dp_m}{dE} = 0, \quad (6)$$

и если бы потери энергии первичного электрона шли лишь на эти возбуждения, то

$$-\frac{dE}{dl} = \text{const}, \quad (7)$$

откуда ионизационный пробег первичного электрона $L \approx E_0$.

Однако в работах Ван-дер-Циля [5] и Ван-дер-Циля и Деккера [1] показано, что в приближении сильной связи электронов

$$p_m \approx \frac{1}{E}.$$

Важным для в. э. э. металлов вопросом является вопрос об относительной роли этих двух типов возбуждений как для значения коэффициента вторичной эмиссии σ , так и для закона потерь энергии первичным электроном dE/dl . По расчетам Вятского [2] получалось, что хотя в образовании вторичных электронов в металлах основную роль играют внутризонные переходы, так как $p_v > p_m$, потери энергии, пропорциональные $\overline{\Delta E} \cdot p$, определяются межзональными переходами, так как $\overline{\Delta E}_v \ll \overline{\Delta E}_m$, и поэтому закон потерь энергии в металлах имеет вид (7).

В 1952 г. появилась заметка Маршалла [7], в которой он показывает, что пренебрежение величиной q в (2') приводит не только к $\frac{dp_m}{dE} = 0$, но и к $p_m = 0$. Возможность межзональных переходов существенно связана с $\hbar \neq 0$. Если учесть это обстоятельство, то и расчеты, осно-

ванные на приближении слабой связи, дают $p_m \neq 0$, и для [достаточно больших K приводят к выводу, что

$$p_m \approx \frac{1}{E}. \quad (3')$$

Оценка относительной величины $p_v(E)$ и $p_m(E)$ при этом приводит к гораздо более сильному неравенству: $p_v(E) \gg p_m(E)$, в особенности, если вести расчеты с экранированным потенциалом. В связи с этим следует считать (см. также [5] и [6]), что в металлах как в возбуждении вторичных электронов, так и в потерях энергии первичным электроном преобладающую роль играют внутризонные переходы электронов проводимости металла. Тогда для достаточно больших E закон потерь энергии будет иметь вид (4). Это, конечно, не значит, что межзонные переходы отсутствуют. Испускание характеристических рентгеновых лучей говорит о наличии межзонных переходов из глуболежащих зон в зону проводимости. В работе Лендера [8] показано наличие электронов Оже во вторично-электронной эмиссии, но количество их очень мало по сравнению с количеством обычных вторичных электронов. Поэтому возможны и межзонные переходы электронов проводимости в зоне проводимости, если она образована перекрытием нескольких зон Бриллюэна.

Межзонные переходы — это единственно возможные в диэлектриках. В области больших значений E для них имеет место, по Маршаллу, так же как и для внутризонных, закон (3).

Какой закон имеет место при средних энергиях ($100 < E < 5000$ eV) для металлов и диэлектриков — не известно. Приближение сильной связи электронов также не может дать ответа в этой области энергий, ибо и здесь зависимость $p_m \approx 1/E$ получается также лишь для больших E [1]. Кроме того, это приближение, вероятно, хорошо описывает состояния электронов в основной зоне, но неудовлетворительно — в зоне проводимости.

Можно, однако, и для диэлектриков, и для металлов расширить область применимости известного для больших E закона (3) следующим образом. Очевидно, что при E , очень малом, $p(E)$ должно превратиться в нуль, т. е. $p(E)$ должно быть функцией, имеющей максимум (рис. 2). Отсюда следует, что зависимость $p(E)$ в области отступления от $1/E$ должна быть более медленно изменяющейся с E , чем $1/E$. Одной из простейших функций такого рода, которая в области больших E переходит в $1/E$, будет

$$p(E) = \frac{A}{E+B}, \quad (8)$$

где B — постоянная для данного типа переходов в данном веществе. Естественно, что и это выражение, конечно, не будет верно для достаточно малых E . Оно лишь дает возможность использовать одно выражение для $p(E)$ в более широком интервале энергий E , чем закон (3); отступления реального $p(E)$ от (8) будут соответствовать меньшим E , чем такие же отступления от (3) и (3').

Нахождение функции $P(l, E_0)$, как выше указано, требует, кроме $p(E)$, знания закона потерь энергий dE/dl . Обычно полагают, что

$$-\frac{dE}{dl} \approx p(E). \quad (9)$$

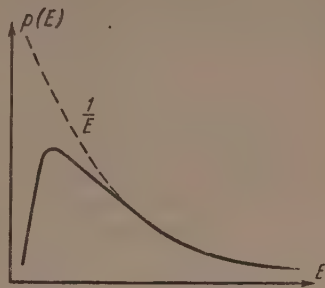


Рис. 2

Это положение предполагает, во-первых, что средняя энергия, затрачиваемая первичным электроном на возбуждение одного электрона твердого тела, не зависит от E , и, во-вторых, что если, кроме процесса возбуждения электронов в зону проводимости, первичный электрон тратит свою энергию на какие-либо другие процессы, то отношение потерь на возбуждение ко всем другим потерям также не зависит от E . В случае металлов справедливость (9) не вызывает особых сомнений. Действительно, здесь, как указано выше, есть один превалирующий над всеми другими процессами, приводящий к потерям энергии первичным электроном, — внутризонные переходы. Для этих процессов $p(\Delta E)$ по (4) не зависит от E , т. е. $\overline{\Delta E}$ также не зависит от E . Поэтому в области больших энергий первичных электронов в металлах справедлива формула (5), а в более широком диапазоне энергий E формула

$$-\frac{dE}{dl} = \frac{A}{E+B}. \quad (8')$$

Иначе обстоит дело в диэлектриках. Здесь, помимо возбуждений электронов основной зоны в зону проводимости, возможно возбуждение экситонов; при этом зависимости числа возбуждений в зону проводимости и числа возбуждаемых экситонов от E не обязаны быть одинаковыми. Так как переходы из всех заполненных зон диэлектрика есть переходы одного типа (межзонные), то не очевидно также, является ли возбуждение электронов из ближайшей заполненной зоны превалирующим над возбуждением из более глубоко лежащих зон. При этом, если для различных зон S $p_{MS}(E)$ — различные функции от E (например, различны B_S в (8)), то

$$\overline{\Delta E} = \frac{\sum_S \overline{\Delta E}_S p_{MS}(E)}{\sum_S p_{MS}(E)},$$

очевидно, будет зависеть от E , так как средние потери энергии первичного электрона $\overline{\Delta E}_S$ не одинаковы для разных зон. Например, если $p_{MS}(E)$ взять по (8), то

$$\overline{\Delta E} = \frac{\sum_S \overline{\Delta E}_S \frac{A_S}{E+B_S}}{\sum_S \frac{A_S}{E+B_S}},$$

и если B_S тем больше, чем глубже зона (т. е. чем больше $\overline{\Delta E}_S$), то $\overline{\Delta E}$ будет возрастать с ростом E .

Есть и прямое экспериментальное указание на то, что в NaCl нет пропорциональности между $p(E)$ и dE/dl . Если путь первичного электрона в эмиттере прямолинеен (можно показать, что для NaCl при $E \approx 200 \div 1000$ eV это имеет место), то

$$x = l \cos \vartheta.$$

Так как $w(x)W(x)$ есть функция, убывающая с увеличением x , то угловая зависимость связана, очевидно, с возрастанием в (1) $w(x)W(x)$ для всех l при увеличении ϑ угла падения первичных электронов. В области E_0 , где $d\sigma/d\vartheta$ мало, $w(x)W(x)$ для всех участков пути, дающих заметный вклад в σ , почти постоянно и можно написать:

$$\sigma = w(0)W(0) \int_0^L P(E_0, l) dl = w(0)W(0) N,$$

где N — полное число возбужденных электронов. Если $p(E)$ пропорционально dE/dl , то N пропорционально E_0 и тогда $\sigma/E_0 = \text{const}$.

В работе [9] показано, что в области $E_0 < \sim 600$ eV, где $d\sigma/d\theta = 0$, отношение σ/E_0 падает с ростом E_0 . Это значит, что средняя энергия, приходящаяся на возбуждение одного электрона, растет с увеличением E и $p(E)$ не пропорционально dE/dl . Итак, тот или иной вид функции $P(l, E_0)$ для диэлектриков едва ли в настоящее время может быть теоретически обоснован.

Перейдем к вопросу о $W(x)$. Заметим, что из-за наличия $W(x)$ и $w(x)$ в (1) нельзя, вообще говоря, по относительной доле выходящих из тела вторичных электронов, возникших в результате различных процессов, судить об относительной роли этих процессов внутри тела, т. е. об величине $p_s(E)$ для них. Если, например, один из процессов создает $p_1(E)$ возбужденных электронов с распределением по энергиям, которому соответствует вероятность выхода $w_1(x)W_1(x)$, а второй $p_2(E) < p_1(E)$, но с большими энергиями, то $w_2(x)W_2(x) > w_1(x)W_1(x)$, и относительная доля электронов, созданных вторым процессом, в потоке вторичных электронов будет больше относительно числа их, создаваемых в теле. В частности, нам кажется, различные процессы упругого и неупругого рассеяния первичных электронов, могущие направить их к поверхности тела с значительной энергией, дадут заметную долю вторичных электронов [10], хотя вероятность этих процессов по сравнению с вероятностью возбуждения электронов твердого тела мала.

Вероятность достижения возбужденным электроном поверхности определяется теми взаимодействиями этих электронов, которые имеют место в эмиттере: а) с электронами проводимости, б) с фононами, в) с дефектами решетки, г) с электронами ниже лежащих зон, д) рекомбинация. Взаимодействие «г», по видимому, не играет заметной роли ни в металлах, ни в диэлектриках.

В металлах σ не зависит от температуры, и это говорит за то, что фоновые соударения в них не оказывают заметного влияния на $W(x)$. Роль этих соударений сводится лишь к изменению направления скоростей возбужденных электронов к поверхности металла (по Кадышевичу). Основным типом взаимодействий в металлах, определяющим $W(x)$, является взаимодействие с электронами проводимости.

В отличие от электронов с большими E (первичных электронов), которые в единичном акте взаимодействия («столкновений») с электроном проводимости теряют лишь малую долю своей энергии, возбужденные электроны, обладающие много меньшими энергиями E , теряют при «столкновении» значительную долю. К такому выводу о потерях энергии возбужденных электронов пришли Шульман и Мякинин [22] при изучении в. э. э. в области малых E_0 и Дикей, изучая фотоэффект с Na и K при больших $h\nu$ [11]. К такому же выводу привели Вольфа [12] теоретические расчеты; по Вольфу, доля энергии, потерянной электроном с энергией $E < \sim 50$ eV при «столкновении», в среднем равна половине.

Так как, и по Кадышевичу, и по расчетам, в приближении слабой связи электронов вероятность возбуждения при внутризонных переходах убывает с ростом энергии возбуждения (примерно как $1/(\Delta E)^2$), то для подавляющего числа электронов, возбужденных в состоянии с энергией, достаточной для выхода из металла («внутренние вторичные электроны»), одного столкновения с электроном проводимости достаточно, чтобы сделать его неспособным выйти из металла.

Поэтому результатом взаимодействия внутренних вторичных электронов будет одноактная «релаксация» такого электрона, «поглощение» внутреннего вторичного электрона. Вероятность того, что внутренний вторичный электрон пройдет путь s , не испытав поглощения, будет равна

$$W(s) = e^{-\gamma s}, \quad (9)$$

где $\gamma = \frac{1}{\lambda_p}$, а λ_p — средний «релаксационный» пробег внутреннего вторичного электрона в данном металле. Так как и по Кадышевичу, и по приближению слабой связи электронов, для $E \gg \Delta E$ распределение внутренних вторичных электронов по энергиям не зависит от E (т. е. и от E_0), то величина γ не будет зависеть от E_0 . Таким образом для металлов можно объяснить вид закона $W(s)$, принимаемый в ряде теорий в. э. э. (Лукьянова [13], Салова [14], Брюнинга [15], Джонкера [16] и др.).

Обычно считалось, что (9) приводит к $W(x) = e^{-\gamma x}$ лишь в предположении, что средний релаксационный пробег λ_p значительно меньше фононного пробега λ_ϕ . Нам удалось для одномерного движения показать, что при любом соотношении λ_p и λ_ϕ , считая замедление при фононных столкновениях малым, экспоненциальный закон $W(x)$ сохраняется в виде *

$$W(x) = \sqrt{1 + \frac{\lambda_\phi}{\lambda_p}} \left(\sqrt{1 + \frac{\lambda_\phi}{\lambda_p}} - \sqrt{\frac{\lambda_\phi}{\lambda_p}} \right) \exp \left\{ -\frac{x}{\lambda_p} \sqrt{\frac{\lambda_p}{\lambda_\phi} + 1} \right\}. \quad (10)$$

Это выражение при $\lambda_p \ll \lambda_\phi$ переходит в уравнение

$$W(x) = \frac{1}{2} e^{-x/\lambda_p}, \quad (11)$$

а при $\lambda_\phi \ll \lambda_p$ — в уравнение

$$W(x) = e^{-x/\sqrt{\lambda_p \lambda_\phi}}. \quad (12)$$

Таким образом, для металлов и в случае больших E для $p(E)$ имеем (3), для dE/dl — (5) и для $W(x)$ — (10). Такие уравнения были исходными в полуфеноменологических теориях в. э. э. Лукьянова, Салова, Брюнинга, Джонкера, где они принимались априори.

Полуфеноменологические теории в. э. э. приводят к выражениям для σ , которые содержат две величины, характеризующие эмиттер: постоянную A в (5) и постоянную γ в (10). Эти теории приводят к «закону подобия» для зависимости

$$\sigma/\sigma_{max} = F(E_0/E_{max}), \quad (13)$$

где σ — значение коэффициента в. э. э. любого металла, соответствующее энергии первичных электронов, равной E_0 , σ_{max} — максимальное значение этого коэффициента для того же металла и E_{max} — энергия первичных электронов, при которой $\sigma = \sigma_{max}$, а F — одинаковая для всех металлов функция, определяемая теорией.

«Закон подобия» приближенно оправдывается на опыте для многих металлов, но экспериментальная кривая существенно отличается от графика теоретической функции F .

Если провести все расчеты полуфеноменологической теории, по Джонкеру, используя (8') вместо (5), то, подбирая значение B , можно получить теоретическую функцию F_1 , отличную от F и дающую хорошее совпадение с опытной кривой $\sigma/\sigma_{max}(E_0/E_{max})$. На рис. 3 приведены графики функции F_1 , полученные в результате таких расчетов для ряда значений $\beta = B/E_{max}$ (кривая с $\beta = 0$ есть график функции F и соответствует

* Сложное выражение $W(x)$ в виде бесконечной суммы кратных интегралов привел к простому виду (10) Г. А. Гринберг, которому я выражаю глубокую благодарность.

dE/dl по (5)). Крестиками обозначены экспериментальные значения σ/σ_{max} для нескольких значений E_0/E_{max} , относящиеся к истинно-вторичным электронам для Ni. Можно видеть, что при $\beta = 1,3$, т. е. $B = 600$ eV, получается хорошее совпадение вычисленной и экспериментальной кривых. «Закон подобия» при этом будет иметь место, если для всех металлов $B/E_{max} = \text{const}$.

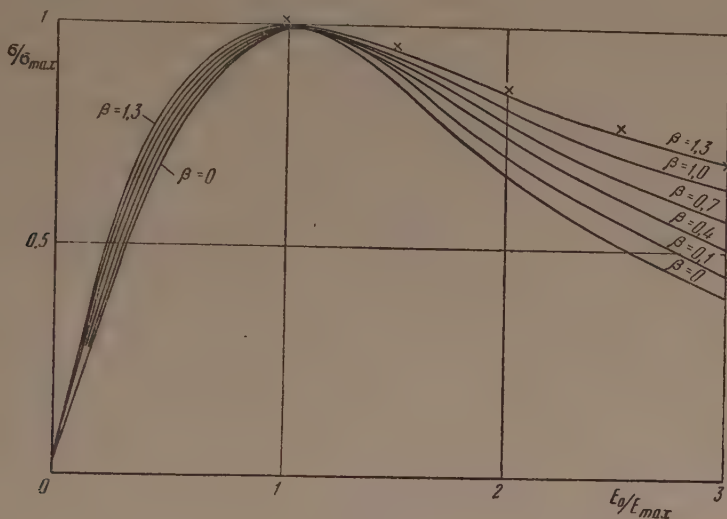


Рис. 3

Полуфеноменологические теории позволяют вычислить зависимость σ от угла падения ϑ первичного пучка, которая хорошо подтверждается опытом (в области немалых E_0).

Если для распределения по энергиям возбуждения принять формулу (4) и предположить, что распределение падающих на границу тела «внутренних вторичных электронов» по направлениям сферически симметрично, то из полуфеноменологических теорий можно найти распределение истинно-вторичных электронов по энергиям, удовлетворительно согласующееся с опытом.

В диэлектриках взаимодействие возбужденных электронов с электронами проводимости не играет заметной роли во в. э. э. Здесь определяющими $W(x)$ факторами являются взаимодействия с фононами, рекомбинация и взаимодействия с дефектами решетки.

Из теории известно,* что средняя энергия $\Delta\epsilon$, отдаваемая возбужденным электроном при одном фононном соударении, и средний пробег между фононными соударениями («фононный пробег») $\lambda_\phi(\epsilon)$ для электрона с энергией ϵ по отношению к дну зоны проводимости определяются выражениями:

$$\Delta\epsilon = \frac{\hbar\nu}{2n+1} \quad (14)$$

и

$$\lambda_\phi = \frac{a\epsilon}{2n+1}, \quad (15)$$

где

$$n = n(T) = (e^{\hbar\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (16)$$

а ν — частота колебаний кристаллической решетки; таким образом, $\Delta\epsilon$ не зависит от ϵ , а λ_ϕ — пропорционален ϵ ; температурная зависимость $\Delta\epsilon$ и λ_ϕ , даваемая $n(T)$, одинакова для $\Delta\epsilon$ и λ_ϕ .

* См., например, [17].

Из (15) можно сделать вывод о том, что пути первичных электронов с энергией $E_0 > \sim 100$ eV для подавляющего большинства их прямолинейны в приповерхностном слое, из которого может выходить основная масса вторичных. Электрон, возбужденный на данной глубине, может выйти к поверхности, совершив различное число пробегов κ (т. е. испытав разное число фоновых соударений). Можно показать, что вероятность перемещения электрона, возбужденного на глубине l фоновых пробегов, к поверхности путем диффузионного движения — наибольшая для числа пробегов, равного $\kappa = l^2/3$. Длина же прямолинейного пути первичного электрона определяется его фоновым пробегом $\lambda_{\text{ф}}$. Если, например,

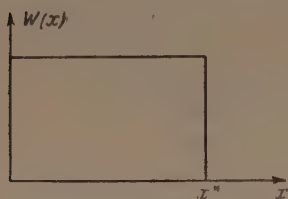


Рис. 4

$E_0 \approx 400$ eV, а $\bar{\epsilon} = 8$ eV, то фоновый пробег первичного электрона примерно в 50 раз больше фонового пробега возбужденного электрона, т. е. с конца фонового пробега первичного электрона возбужденные электроны с наибольшей вероятностью будут терпеть $\frac{50^2}{3} \approx 800$ фоновых соударений. Несмотря на малость $\Delta\epsilon$ (для NaCl при 300°K $\Delta\epsilon \approx 0,01$ eV), возбужденный электрон потеряет при этом весь избыток энергии над тепловой энергией, равной kT над дном зоны проводимости, и не сможет появиться в качестве вторичного электрона (если сродство электрона к кристаллу $\chi > kT$).

Были предложены механизмы выхода возбужденных электронов из диэлектриков, основанные на рассмотрении только фоновых соударений (Хахенберг [18], Деккер [19]). По Деккеру, внутренний вторичный электрон, двигаясь к поверхности и испытывая фоновые соударения, будет замедляться; когда его энергия станет меньше сродства электрона к кристаллу, он перестанет быть внутренним вторичным электроном. Если $\bar{\epsilon}_0$ есть средняя энергия внутреннего вторичного электрона в зоне проводимости в момент его возбуждения, а χ — сродство, то среднее число «релаксационных» соударений равно $\frac{\bar{\epsilon}_0 - \chi}{\Delta\epsilon}$, а средний релаксационный пробег $\lambda_p = \frac{\bar{\epsilon}_0 - \chi}{\Delta\epsilon} \lambda_{\text{ф}}$, который, согласно (14) и (15), не зависит от температуры. Однако средняя «релаксационная глубина» \bar{x}_p при диффузионном характере движения не равна релаксационному пробегу, так как за $\frac{\bar{\epsilon}_0 - \chi}{\Delta\epsilon}$ отдельных пробегов смещение электрона к поверхности будет равно

$$\bar{\lambda}_{\text{ф}} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_0 - \chi}{\Delta\epsilon}},$$

т. е. по (14) и (15)

$$\bar{x}_p \approx (2n + 1)^{-1/2} \quad (17)$$

и по (16) будет зависеть от температуры.

В работе Деккера принимается, что вероятность выхода внутреннего вторичного электрона как функция расстояния от места возбуждения до поверхности имеет вид, представленный на рис. 4. Такой вид функции не выводится из предыдущего рассуждения, но постулируется. Заметим, что и некоторые другие авторы пользуются функцией $W(x)$ такого же вида, но объяснения такого вида функции вероятности выхода с точки зрения какого-либо микромеханизма мы не встречали.

Полагая, что предельная глубина выхода x^* равна релаксационной глубине, Деккер для области больших E_0 приходит к выводу, что темпе-

ратурная зависимость σ будет выражаться (17). Этот вывод находится в хорошем согласии с опытом для MgO (по данным [19]) и для NaCl и других щелочно-галогидных кристаллов (по данным [19] и [20]).

Это рассмотрение поведения возбужденных электронов в диэлектрике явно не полно и не закончено. В стационарном состоянии, очевидно, число возбуждаемых в зону проводимости электронов должно равняться числу рекомбинаций их с «дырками» в основных зонах (вероятно, через «ловушки», как это принято рассматривать для фотопроводимости). Но Деккеру, надо, по видимому, считать, что такое удаление электронов из зоны проводимости идет за счет электронов с $\epsilon < \chi$. Но если рекомбинация должна иметь место для электронов с $\epsilon < \chi$, то она может иметь место и для внутренних вторичных электронов. Конечно, рекомбинационный (абсорбционный) пробег λ_a более медленных электронов с $\epsilon < \chi$ будет короче, чем такой же пробег для более быстрых внутренних вторичных электронов. Но относительная роль релаксации и рекомбинации в «поглощении» внутренних вторичных электронов определяется не соотношением между абсорбционными пробегами внутренних вторичных и более медленных электронов, а соотношением между длинами релаксационного пробега λ_p и рекомбинационного пробега λ_a для внутренних вторичных электронов. Неучет рекомбинации у Деккера соответствует предположению $\lambda_p \ll \lambda_a$, априори не очевидному и в работе Деккера необоснованному.

Некоторые доводы против этого предположения для щелочно-галогидных солей можно получить из данных о распределении скоростей вторичных электронов этих солей, полученных Шульманом [21], и из данных о угловой зависимости $\sigma(\vartheta)$. Для $E_0 > \sim 100$ eV распределение вторичных электронов по скоростям не изменяется с изменением E_0 . Но если торможение электронов фононными соударениями по пути к поверхности играет роль, то распределение внутренних вторичных электронов у поверхности (а значит, и выходящих вторичных электронов) зависит от глубины, с которой они пришли к поверхности.

Так как ионизационный пробег первичного электрона растет с увеличением E_0 , то независимость распределения от E_0 приводит к альтернативе:

а) либо при $E_0 > \sim 100$ eV ионизационный пробег первичного электрона L уже больше, чем релаксационный и абсорбционный пробеги ($L > \lambda_p, \lambda_a$), ибо тогда при всех $E_0 > \sim 100$ eV вторичные электроны будут выходить из одного и того же слоя эмиттера;

б) либо торможение фононными соударениями в пределах слоя, из которого выходит основная масса вторичных электронов, не играет существенной роли.

Но из опытного факта [9] независимости σ от ϑ для $E_0 < \sim 600$ eV при комнатной температуре, установленного в [9], следует, что «а» едва ли имеет место, во всяком случае, при невысоких температурах.

Действительно, если бы, например, $L = 2\lambda$, то при переходе от $\vartheta = 0$ к $\vartheta = 60^\circ$ могли бы выходить электроны не с половины длины ионизационного пробега первичного электрона, а с длины полного пробега, что дало бы заметное увеличение σ .

Поэтому мы склонны считать, что для щелочно-галогидных кристаллов предпочтительнее «б» и что вероятность достижения внутренним вторичным электроном поверхности определяется не релаксацией, а рекомбинацией, т. е. что $\lambda_a < \lambda_p$.

Если же принять это положение, то, как было упомянуто выше, для функции $W(x)$ получается выражение (10). Можно показать, что для больших E_0 , для которых в слое, дающем основной вклад в в. э. э., $P(l)$ можно считать постоянным (как это принято и у Деккера), можно получить оправдывающуюся на опыте температурную зависимость σ по (17).

Предположение $P(l) = \text{const} = C$ при $W(x)$ по (10) эквивалентно тому, что $W(L) \ll 1$, и мы можем написать для $\vartheta = 0$:

$$\sigma = \int_0^L w(x) W(x) P(x, E_0) dx = C w_0 \int_0^\infty W(x) dx$$

(учитывая, что торможение по пути к поверхности мало, $w(x) = \text{const} = w_0$). Подставляя сюда $W(x)$ из (10),

получим

$$\sigma = C w_0 \lambda_\Phi \left(\sqrt{\frac{\lambda_a}{\lambda_\Phi} + 1} - 1 \right),$$

и если $\lambda_a \gg \lambda_\Phi$, то

$$\sigma = C w_0 \sqrt{\lambda_\Phi \lambda_a}, \quad (18)$$

т. е. $\sigma \approx \sqrt{\lambda_\Phi} \approx (2n+1)^{-1/2}$, как и у Деккера.

Рассмотрим вероятность $w(x)$ выхода электронов через потенциальный порог χ на границе тела. Для того чтобы выйти из тела, электрон с энергией ε должен подойти к поверхности под таким углом, чтобы энергия ε_n , связанная с нормальной составляющей скорости, была не меньше χ . Выйдя из тела, этот электрон будет иметь энергию $\varepsilon' = \varepsilon - \chi$. Если направления скоростей электронов с энергией ε у поверхности тела распределены сферически симметрично, то вероятность того, что $\varepsilon_n \geq \chi$, как известно, равна

$$\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{\chi}{\varepsilon}} \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{\chi}{\varepsilon' + \chi}} \right),$$

поэтому при единичном падении на границу тела

$$w(\varepsilon') = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{\chi}{\varepsilon' + \chi}} \right) (1 - \bar{R}_\varepsilon), \quad (19)$$

где \bar{R}_ε — квантовомеханический коэффициент отражения электронов с энергией ε , усредненный по всем направлениям падения, удовлетворяющий условию $\varepsilon_n \geq \chi$.

Выражение (19) определяет вероятность выхода электрона, подошедшего к границе тела с энергией ε , если повторные падения его на границу исключаются, например, если $\lambda_a \ll \lambda_\Phi$ — условие, которое выполняется в металлах. Если же возможны повторные падения, то $w(\varepsilon)$ больше, чем по (19). В частности, при $\lambda_a \gg \lambda_\Phi$ электрон, пришедший к границе с $\varepsilon > \chi$, многократно падая на границу под всевозможными углами, почти обязательно выйдет из тела. В этом случае:

$$w(\varepsilon) = \left. \begin{array}{l} 1 \text{ при } \varepsilon > \chi \\ 0 \text{ при } \varepsilon < \chi \end{array} \right\}. \quad (20)$$

Заметим, что если $w(\varepsilon)$ определяется (19), то кривая распределения вторичных электронов по полным энергиям будет иметь максимум при некотором $\varepsilon' > 0$ даже и в том случае, если число электронов $\nu_i(\varepsilon)$, приходящих к поверхности с $\varepsilon > \chi$, монотонно убывает с возрастанием ε , как следует из (4). Действительно, число электронов $\nu_a(\varepsilon')$, выходящих из тела, будет равно:

$$\nu_a(\varepsilon') = \nu_i(\varepsilon' + \chi) w(\varepsilon'),$$

где, как видно из (19), $w(\varepsilon') = 0$ при $\varepsilon' = 0$.

Для определения $w(x)$ надо знать распределение у поверхности электронов, приходящих с глубины x , по импульсам, зависящее от распределения их в месте возбуждения и от потерь энергии по пути к границе. В тех случаях, когда торможением внутренних вторичных электронов можно пренебречь, и если распределение возбужденных электронов не зависит от E , то распределение электронов у границы не зависит от x и, следовательно,

$$w(x) = w_0$$

(при этом условии и R_ϵ , усредненное по всем ϵ , не будет зависеть от x). Так, повидимому, дело обстоит для металлов.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Деккер А. и Ван-дер-Циль А., ПСФ*, № 3, 159, 1954.
2. Вятский А. Я., ЖЭТФ, 20, 557 (1950).
3. Кадышев А. Е., ЖЭТФ, 9, 930 (1939).
4. Баруди Е., ПСФ*, № 1, 153, 1953.
5. Van-der-Ziel A., Phys. Rev., 92, 35 (1953).
6. Haschenberg O., Brauer W., Fortschr. d. Phys., 1, 9—10, 439 (1954).
7. Маршалл Дж., ПСФ*, № 3, 172, 1954.
8. Lander J., Phys. Rev., 91, 1382 (1953).
9. Добрецов Л. Н., Титков А. С., ДАН СССР, 100, 33 (1955).
10. Sternglass E. J., Phys. Rev., 95, 345 (1954).
11. Дикей Дж., ПСФ*, № 1, 102, 1953.
12. Wolff P. A., Phys. Rev., 95, 56 (1954).
13. Лукьянов С. Ю., Бернатович В. Н., ЖЭТФ, 7, 856 (1937).
14. Salow H., Phys. ZS., 41, 434 (1940).
15. Bruining H., Physica, 3, 1047 (1936).
16. Джонкер Дж., ПСФ*, № 3, 173 (1954).
17. См., например, Мотт М. и Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах. — ИЛ, М., 1950.
18. Haschenberg O., Ann. d. Phys., 2, 7/8, 404 (1948).
19. Decker A., Phys. Rev., 94, 1179 (1954).
20. Шульман А. Р., Дементьев Б. П., ЖТФ, 25, 2256 (1955).
21. Шульман А. Р., Доклад на Совещании по катодной электронике. Киев, 1955.
22. Шульман А. Р. и Мякинин Е. И., ДАН СССР, 91, 1075 (1953).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Л. Н. ДОБРЕЦОВА

Н. Г. Находкин. — Считаете ли Вы, что зона проводимости является основным источником вторичных электронов в металлах?

Л. Н. Добрецов. — Да, считаю. Однако это не исключает межзонных переходов.

Н. Г. Находкин. — Будет ли величина вторично-электронной эмиссии пропорциональна заполнению зоны проводимости?

Л. Н. Добрецов. — Да, при прочих равных условиях — будет. Следует отметить, что последнее обычно не реализуется.

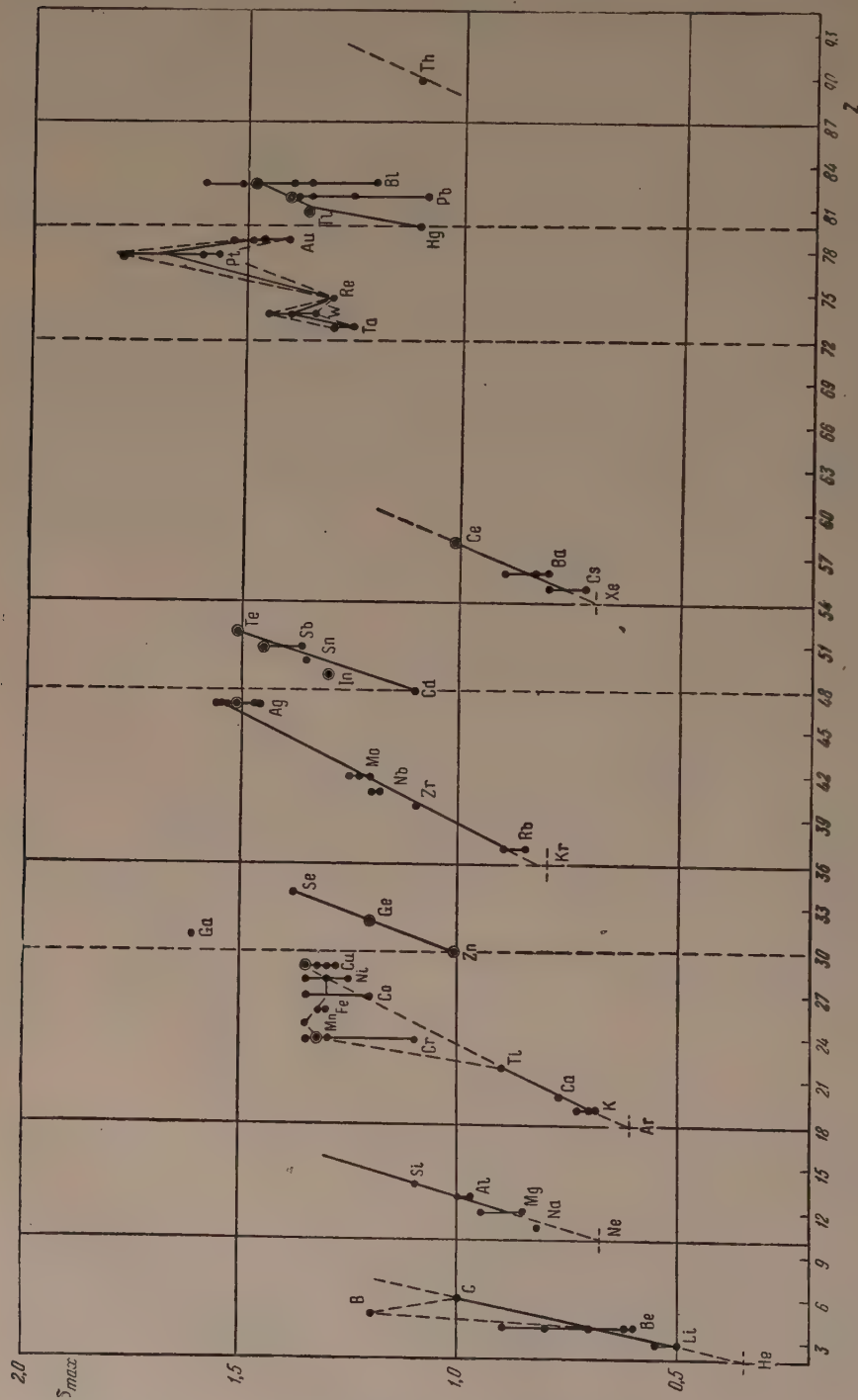
И. М. Дыкман. — Что является «узким местом» в теории — незнание функции возбуждения или вероятности выхода электрона из материала эмиттера?

Л. Н. Добрецов. — На этот вопрос трудно ответить. Функция возбуждения для больших энергий известна более или менее хорошо, а для средних энергий — плохо. Вероятность выхода известна для металлов удовлетворительно, а для диэлектриков — плохо.

* ПСФ — «Проблемы современной физики». Сборники переводов, издаваемые ИЛ.

И. М. Дыкман. — Полагаю, что проще рассматривать движение электронов методом кинетического уравнения. При этом будут учтены акты рекомбинации электронов.

Н. Д. Моргулис. — Почему Вы не учитываете дискретные потери?



Л. Н. Добрецов. — Согласен, что их необходимо учитывать, однако дискретные потери лежат вне рамок приведенного рассмотрения.

Н. Л. Яснопольский. — Как согласуются выводы теорий вторичной эмиссии и возбужденной проводимости в области больших энергий с экспериментальными данными?

Л. Н. Добрецов. В области больших энергий согласие хорошее.

П. В. Тимофеев. Вторично-электронная эмиссия происходит из поверхностного слоя, а в теории не учитываются поверхностные уровни.

Л. Н. Добрецов. Всех тонкостей теории не учитывает. Эксперименты, подтверждающие роль поверхностных уровней, я объяснять не берусь.

И. М. Дыкман. Нельзя ли объяснить отсутствие угловой зависимости вторичной эмиссии рассеянием первичного электрона. Я имею в виду фоновый механизм.

Л. Н. Добрецов. Если считать, что первичный электрон рассеивается фононами, то можно показать, что внутри эмиттера в слое, из которого выходят практически все вторичные электроны, путь его будет прямолинейным.

Н. Л. Яснопольский. При предлагаемом Вами исправлении закона томоновских потерь получаются результаты, не совпадающие с опытами Дятловской. Как это объяснить?

Л. Н. Добрецов. Я этого объяснить не могу.

А. И. Пятницкий. Каково будет угловое распределение вторичных электронов, вышедших из тонкой пленки?

Л. Н. Добрецов. Для тонкой пленки металла распределение будет таким же, как и для массивного металла.

А. И. Пятницкий. Опыты с сурьмяно-цезиевой пленкой показывают, что, чем она тоньше, тем уже угловое распределение вылетающих из нее электронов.

Н. Г. Находкин. — Вряд ли можно согласиться с Л. Н. Добрецовым, который в своем докладе утверждал, что в металлах и в возбуждении вторичных электронов первичными и в потерях энергии первичными превалирующую роль играют внутризонные переходы электронов проводимости. С этой точки зрения совершенно непонятна обнаруженная нами зависимость максимального значения коэффициента вторично-электронной эмиссии различных веществ от их атомного номера, построенная нами еще в 1952 г.* (см. рисунок).

Для построения этой зависимости мы воспользовались специально определенными данными δ_{max} 12 веществ (Ag, Cu, Zn, Sb, Te, Tl, Pb, Bi, In, Ge, Cr и Se), а также использовали наиболее достоверные данные δ_{max} 42 веществ, известных из литературы.

В противоположность ранее сделанным попыткам получить подобную зависимость, при построении нашей зависимости мы использовали лишь опытные значения δ_{max} без каких-либо обработок, которые могли послужить дополнительным источником ошибок. Например, Штернгласс** от опытного значения δ_{max} вычитает функцию η , которая должна характеризовать часть электронов во вторичном пучке, образованных диффундирующими назад рассеянными первичными электронами, функцию, которая, как в последующей статье утверждает сам Штернгласс, известна ему весьма неточно.

Из рисунка видно, что δ_{max} периодически изменяется с изменением атомного номера. С ростом атомного номера вдоль периода, пока заполняется одна какая-нибудь электронная оболочка, δ_{max} монотонно растет. Когда оболочка заполнилась и образовалась структура, подобная инертным газам, δ_{max} скачкообразно уменьшается, а потом по мере заполнения следующей оболочки снова начинается почти монотонный рост δ_{max} . Скачок δ_{max} наблюдается на Na, K, Rb, Cs, а также при переходе от Cu к Zn, от Ag к Cd, от Au к Hg, так как у цинка, кадмия и ртути заполнены d - и s -оболочки.

Разницу между переходом K—Ca, где наблюдается монотонный рост δ_{max} , и переходом Cu—Zn, где наблюдается уменьшение δ_{max} , можно, очевидно, объяснить тем, что у калия под внешним s -электроном есть заполненная p -оболочка (конфигурация инертного газа), электроны которой трудно понизуются, тогда как у меди под внешним s -электроном имеется заполненная d -оболочка, электроны которой могут легко ионизоваться, что подтверждается наличием двухвалентной меди. У цинка заполнены d - и s -оболочки. Однако в отличие от меди у него d -оболочка лежит более глубоко, и ее электроны труднее понизуются, что подтверждается отсутствием трех- и более валентного цинка. Этим можно объяснить уменьшение δ_{max} при переходе от Cu к Zn и аналогичных — от Ag к Cd и т. д. Полученная зависимость обладает предсказательной силой, так как предсказанные значения δ_{max} для Tl, In, Te, а также Se сошлись с измеренными с ошибкой, не превышавшей 7%. Наличие определенной зависимости между δ_{max} и атомным номером, подобие вторично-эмиссионных свойств при заполнении одной и той же электронной оболочки, но с различными главными квантовыми числами, наличие монотонного перехода от металла к полупроводнику — все это не позволяет, повидимому, считать, что во вторичной эмиссии принимают участие только электроны проводимости, а также должны принимать участие валентные электроны, происходящие от перекрытия самых верхних p -, d - и даже f -электронных оболочек атомов.

Л. Н. Добрецов. В работе Лендера показано, что участие во вторичной эмиссии электронов с нижних уровней мало. Мы же объяснить доложенные закономерности не можем.

* Находкин Н. Г., X научная сессия КГУ, Тезисы докладов, 1953.

** Sternglass E. I., Phys. Rev., 80, 924 (1950); 85, 391 (1952).

А. Р. ШУЛЬМАН

ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ
И МЕТАЛЛОВ

Введение

В течение последних лет в лаборатории электроники Ленинградского политехнического института производились опыты по исследованию вторично-эмиссионных свойств некоторых веществ. Применение метода оди-

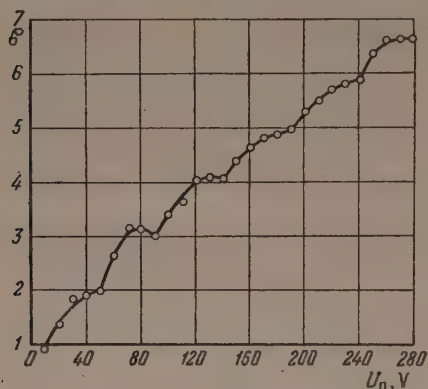


Рис. 1. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии σ от энергии первичных электронов U_n для искусственно выращенных кристаллов NaCl

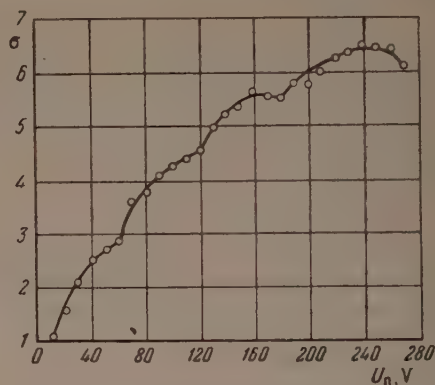


Рис. 2. Зависимость σ от энергии первичных электронов для искусственно выращенных монокристаллов KBr

точных импульсов, описанного в [1], дало возможность изучать вещества в различных состояниях, в том числе и в виде монокристаллов при комнатной температуре, исключая при этом вторичные эффекты, возникающие при бомбардировке неметаллических эммитеров, — зарядку поверхности и изменение состава или структуры мишени.

В настоящем докладе приводятся и обсуждаются результаты работы, произведенной при активном участии студентов ЛПИ Б. П. Дементьева, Н. П. Марьина, Е. И. Мякина и С. А. Фридрихова.

Зависимость σ от U_n и закон торможения первичных электронов

Детальное изучение зависимости коэффициента вторично-электронной эмиссии σ от энергии первичных электронов U_n у ряда веществ привело к установлению двух фактов.

1. Обнаружено наличие тонкой структуры кривых в области значений U_n , в которой имеет место возрастание σ . Лишь в первом приближении можно рассматривать кривую $\sigma = f(U_n)$ как гладкую. На рис. 1 представлена зависимость σ от U_n для NaCl в области небольших значений U_n ; точки сняты здесь через 10 В. Из рисунка видно, что представление о монотонном возрастании σ в этой области значений U_n представляет собой грубое приближение к действительности. Аналогичная кривая для KBr дана на рис. 2.

Из приведенных данных видно, что кривые зависимости σ от U_n обладают заметной тонкой структурой. Характерной особенностью этих кри-

вых является периодичность тонкой структуры. Так, у NaCl начало резкого возрастания σ имеет место при 50, 90, 140, 190 и 240 В; у KBr — при 60, 120 и 180 В.

Кривые хорошо воспроизводятся. Разные образцы одного и того же вещества дают сходную картину (см., например, рис. 3). Хотя у разных образцов σ имеют несколько различные значения, характер кривых одинаков и значения U_n , при которых имеет место начало быстрого возрастания σ , совпадают.

Тонкая структура кривой зависимости σ от U_n была обнаружена у металлов в ряде старых работ. Насколько нам известно, у неметаллических мишеней подобное явление до сих пор не наблюдалось. В случае диэлектриков тонкая структура выражена значительно более отчетливо и резко, чем в случае металлов, вместе с тем для металлов характерна сильная зависимость тонкой структуры от степени термической обработки мишени.

Прежде всего возникает вопрос: не обусловлено ли появление указанных максимумов на кривой какими-либо погрешностями прибора или метода измерений. Основной аргумент против такого предположения основывается на том факте, что каждое из исследованных веществ имеет определенную, свойственную ему периодичность тонкой структуры, что не могло бы иметь места в случае методических погрешностей. Предположение о дифракционной природе максимумов также не может считаться достаточно обоснованным. Анализ условий опыта в сопоставлении с численными значениями, характеризующими тонкую структуру и ее периодичность, делает это предположение маловероятным.

Если считать, что наличие тонкой структуры обусловлено тем, что имеют место преимущественные переходы электронов решетки из одного состояния в другое, то можно предположить, что происходит возбуждение вторичных электронов из зон, расположенных ниже, чем наивысшая, целиком заполненная зона (например, в случае NaCl из зон, расположенных ниже, чем $3R_{Cl}$ -зона).

Для металлов удалось при соблюдении ряда предосторожностей получить в некоторых случаях соответствие между положением максимумов и величиной уровней энергии для мягких рентгеновых лучей. Для исследованных нами диэлектриков такое сопоставление не может быть проведено, так как для этих веществ отсутствуют данные в интересующей нас области спектра мягких рентгеновых лучей. Таким образом, мы не располагаем достаточными данными для однозначной интерпретации тонкой структуры кривых зависимости σ от U_n для диэлектрических мишеней; этот вопрос требует дальнейшего изучения.

2. До сих пор было принято считать, что зависимости σ от U_n не различаются по своему виду у металлических и неметаллических эмиттеров. Так, в последнем обзоре, посвященном вторичной электронной эмиссии, авторы пишут, что «кривые $\sigma = f(U_n)$ у полупроводников и диэлектриков аналогичны кривым у металлов» [2]. Опыты показали, что основная характеристика эмиссионной способности вещества, кривая $\sigma = f(U_n)$, для различных веществ имеет различный вид.

Полученные данные по виду зависимости σ от U_n при средних значениях U_n можно разбить на три основные группы:

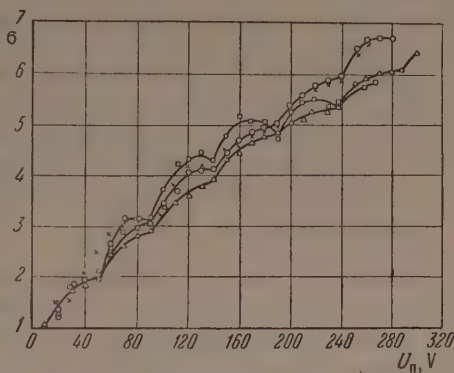


Рис. 3. Зависимость σ от энергии первичных электронов для четырех образцов NaCl

А. Диэлектрики с резко выраженным максимумом на этой кривой. Такие кривые получаются у веществ, у которых имеется большое количество примесей или нарушений решетки, и у аморфного стекла, а также у щелочно-галлоидных соединений и у окиси алюминия, если в их приповерхностных слоях присутствует вода. Кривые этого типа приведены, например, в [3].

Б. Диэлектрики с наличием постоянства σ в значительном интервале U_n . Такие кривые получаются для ряда кристаллических диэлектриков [4, 5]. Мы можем говорить о постоянстве σ в пределах точности опыта, т. е. в пределах 5% (при высоких температурах точность опыта может быть повышена за счет перехода к кратковременным периодическим импульсам). Возможно, что на самом деле в указанном интервале U_n существуют изменения σ , т. е. кривая $\sigma = f(U_n)$ имеет весьма пологий максимум, но установить это экспериментально не удастся. Если изменения σ и существуют, то это является эффектом второго порядка. Укажем, что наличие насыщения кривой $\sigma = f(U_n)$ было подтверждено работами [6, 7]. При дальнейшем увеличении U_n после плато на кривой $\sigma = f(U_n)$ наступает область падения σ .

В. Металлы, занимающие по виду зависимости σ от U_n промежуточное место между диэлектриками обеих групп. Вид зависимости σ от U_n определяется двумя основными факторами: законом торможения первичных электронов и процессами взаимодействия вторичных электронов с электронами решетки, фононами, дефектами решетки и пр., в результате чего возможно как изменение числа вторичных электронов, так и уменьшение их энергии. Поэтому по общему виду кривой $\sigma = f(U_n)$ нельзя судить о каждом из этих факторов в отдельности. Однако рассмотрение отдельных участков этой кривой позволяет сделать некоторые заключения о характере закономерности торможения первичных электронов. Это имеет место, в частности, при достаточно больших значениях U_n , когда глубина проникновения первичных электронов превышает глубину выхода вторичных.

Предположение о том, что существует некоторая предельная глубина выхода вторичных электронов, высказывалось уже давно. В появившихся в последнее время работах [8, 9] было показано, что существует измеримая эффективная глубина вторичной эмиссии, т. е. существует некоторая предельная глубина ξ , начиная с которой вероятность выхода вторичных электронов становится настолько малой, что не может влиять на величину σ .

При достаточно больших U_n вторичные электроны при дальнейшем увеличении U_n будут выходить из одной пространственной зоны. Изменения σ , которые при этом будут иметь место, в основном определяются изменением числа возникающих вторичных электронов в зоне, из которой возможен выход вторичных электронов. Одновременно с этим возможно и изменение относительного числа вторичных электронов, возникающих на различных глубинах в пределах указанной зоны, а вследствие этого и некоторое изменение числа вторичных электронов, выходящих из эмиттера. Однако при любом законе торможения первичных электронов при больших U_n этот эффект незначителен и в первом приближении может не приниматься во внимание.

Таким образом, при достаточно больших U_n , когда глубина проникновения первичного электрона x_0 больше ξ , вид соответствующего этому участка кривой $\sigma = f(U_n)$ в главных чертах определяется законом торможения первичных электронов.

Величина выхода вторичных электронов при нормальном к поверхности эмиттера падении первичного пучка может быть представлена в виде

$$\sigma = \int_0^{x_0} \frac{dn}{dx} dx \int_0^{\varphi_0} f(x, \varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где dn/dx — число вторичных электронов, образовавшихся на единице пути первичного электрона, $f(x, \varphi)$ — вероятность выхода вторичного электрона, φ — угол между направлением движения вторичного электрона и нормалью к поверхности эмиттера, φ_0 — предельный угол, при котором нормальная составляющая скорости электрона достаточна для преодоления барьера на поверхности эмиттера.

При достаточно больших U_{Π} , когда $x_0 > \xi$, (1) можно представить в виде

$$\sigma = \int_0^{\xi} \frac{dn}{dx} F(x) dx, \quad (2)$$

так как при $x_0 > \xi$ $F(x)$ стремится к нулю.

Если в рассматриваемой области значений U_{Π} не происходит заметного изменения относительного количества электронов, выбиваемых из различных энергетических зон эмиттера, и потерями на возбуждение экситонов можно пренебречь, то можно положить, как это обычно делается, что число вторичных электронов, образовавшихся на единице пути первичного, пропорционально величине удельных потерь энергии первичным электроном:

$$\frac{dn}{dx} \approx \frac{dU}{dx}. \quad (3)$$

Рассмотрим два предельных случая.

В случае действия квадратичного закона торможения, подставляя в (3) выражение для потерь энергии в явном виде и затем подставляя (3) в (2), имеем

$$\sigma \approx \int_0^{\xi} \frac{F(x) dx}{\sqrt{U_{\Pi}^2 - \beta x}}. \quad (4)$$

При $x_0 > \xi$ это выражение упрощается (см. [10]):

$$\sigma \approx \frac{1}{U_{\Pi}} \int_0^{\xi} F(x) dx. \quad (5)$$

В случае действия линейного закона торможения, подставляя (3) в (2), получаем:

$$\sigma \approx \int_0^{\xi} F(x) dx. \quad (6)$$

Как уже указывалось выше, предел интегрирования ξ не зависит от U_{Π} . Величина $F(x)$ является функцией координат места рождения электронов и их энергии, т. е. $F(x)$ не является функцией от U_{Π} или является весьма медленно меняющейся функцией этой величины. Это дает право считать, что зависимость от U_{Π} выражена в (5) и (6) в явном виде.

Таким образом, при сделанных предположениях, если имеет место квадратичный закон торможения первичных электронов, то при достаточно больших U_{Π} должно соблюдаться соотношение

$$\sigma = \frac{\text{const}}{U_{\Pi}}. \quad (7)$$

В случае действия линейного закона в тех же условиях

$$\sigma = \text{const}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь имеющиеся опытные данные и на основе их попытаемся сделать качественные выводы о виде закона торможения первичных электронов.

Для диэлектриков аморфных, а также для кристаллических со зна-

чительной концентрацией примесей и нарушений решетки или при наличии воды в приповерхностном слое участок кривой $\sigma = f(U_{\text{п}})$ при $U_{\text{п}}$, большем, чем значение, соответствующее максимуму кривой, хорошо описывается формулой (7). На рис. 4, где приведены данные для некоторых веществ, видно, что в указанной области кривой, несмотря на большое различие в величинах σ у этих эмиттеров, у них всех $\sigma \approx \frac{1}{U_{\text{п}}}$. Отсюда может быть сделан

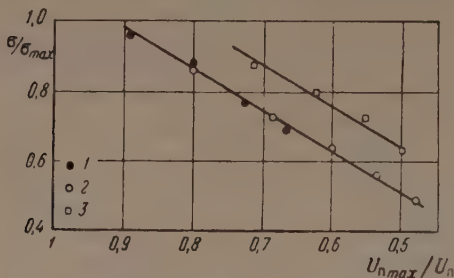


Рис. 4. Зависимость $\sigma/\sigma_{\text{max}}$ от $U_{\text{пmax}}/U_{\text{п}}$:

1 — стекло № 46, 2 — окись алюминия с примесью молибдена, 3 — окись алюминия сорт № 2

вывод, что вторичная эмиссия указанных веществ, во всяком случае при $U_{\text{п}} > U_{\text{пmax}}$, может быть описана при помощи квадратичного закона торможения первичных электронов.

Практическое постоянство σ в значительной области значений $U_{\text{п}}$ для щелочно-галогидных кристаллов, окиси алюминия и окиси то-

рия соответствует формуле (8). Таким образом, у кристаллических диэлектриков наличие насыщения на кривой $\sigma = f(U_{\text{п}})$ может быть объяснено тем, что во всяком случае в этом интервале значений $U_{\text{п}}$ имеет место линейный закон торможения.

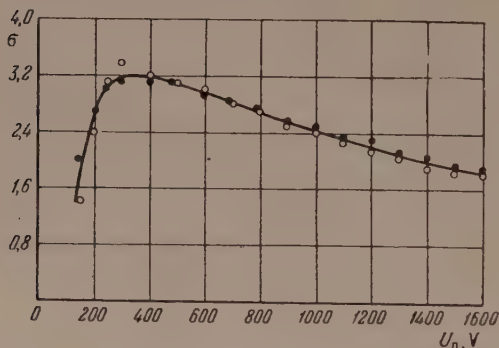


Рис. 5. Зависимость σ от энергии первичных электронов при $T = 290^\circ \text{K}$ для образца № 1 слюды

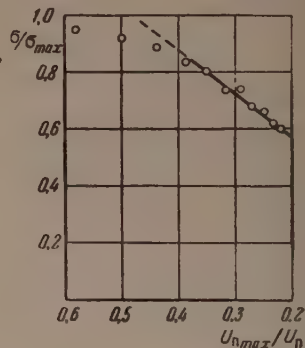


Рис. 6. Зависимость $\sigma/\sigma_{\text{max}}$ от $U_{\text{пmax}}/U_{\text{п}}$ для образца слюды

Рассмотрим с этой точки зрения данные для слюды. Если изложенное выше разделение диэлектриков на две группы правильно, то следует ожидать, что у слюды кривая $\sigma = f(U_{\text{п}})$ должна иметь плато. На самом деле кривая имеет максимум (см. рис. 5).

Построим для слюды такую же зависимость безразмерных величин, как это было сделано для диэлектриков первой группы (рис. 6). Из сопоставления рис. 4 и 6 видно, что закономерности эмиссии у слюды иные, чем у диэлектриков первой группы. Переход к квадратичному закону торможения у слюды наступает значительно позднее, чем у диэлектриков первой группы. В этом отношении слюда скорее похожа на диэлектрики второй группы. По своим эмиссионным свойствам слюда или относится к веществам второй группы, или занимает промежуточное положение между веществами первой и второй групп. Наличие максимума на кривой указывает лишь на то, что область действия линейного закона невелика.

Обсудим полученные результаты с точки зрения имеющихся теорий вторичной электронной эмиссии. По Баруди [11], эмиссия металличе-

ских эмиттеров может быть представлена универсальной формулой:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{max}} = 1,85 F \left(0,92 \frac{U_{II}}{U_{II,max}} \right), \quad (9)$$

где

$$F(y) = e^{-y^2} \int_0^y e^{z^2} dz. \quad (10)$$

Этот же автор показал [12], что если внести в теорию Вулдриджа необходимые исправления, то получается

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} = 1 - e^{-\gamma x_0}. \quad (11)$$

Первая из этих формул основана на квадратичном, вторая — на линейном законах торможения.

Сопоставление опытных данных для металлов с вычисленными по этим формулам кривыми показывает, что имеет место значительное отклонение опытных данных от указанных кривых: экспериментальные точки располагаются выше теоретической кривой, основанной на квадратичном законе, и ниже теоретической кривой, базирующейся на линейном законе. Хахенберг и Брауер [2] указали, что если исключить из рассмотрения отраженные электроны, то экспериментальные точки приблизятся к кривой, основанной на квадратичном законе. Однако и при внесении этой поправки согласовать опытные данные с теоретическими не удается.

Таким образом, если считать, что из сопоставления приведенных теоретических формул с данными опыта можно сделать некоторые заключения о виде закона торможения первичных электронов, то приходится сделать вывод о том, что в случае металлов имеет место либо действуют совместно оба закона торможения (учитывая свободные и связанные электроны), как это, например, предлагал А. Я. Вятский [13], либо действует некоторый промежуточный закон между линейным и квадратичным.

В случае диэлектриков первой группы соответствие между вычисленной кривой и экспериментальными точками значительно лучше, чем в случае металлов (рис. 7). Это, видимо, связано с тем, что у диэлектриков первой группы квадратичный закон торможения первичных электронов описывает явление в лучшем соответствии с действительностью, чем у металлов.

Из рис. 8, на котором приведены данные для слюды, видно, что для описания вторичной эмиссии у этого вещества формула, основанная на квадратичном законе, не пригодна. Это подтверждает сделанный выше вывод о том, что слюду нельзя отнести к веществам первой группы.

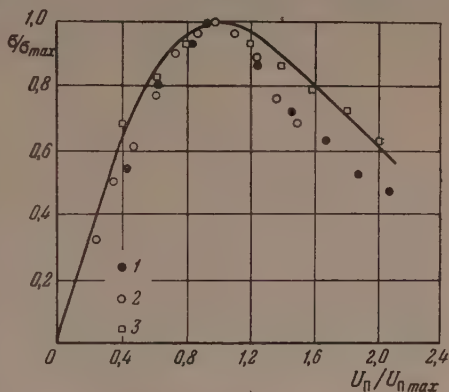


Рис. 7. Зависимость σ/σ_{max} от $U_{II}/U_{II,max}$.

Кривая вычислена по формуле (9). Обозначения точек те же, что на рис. 4

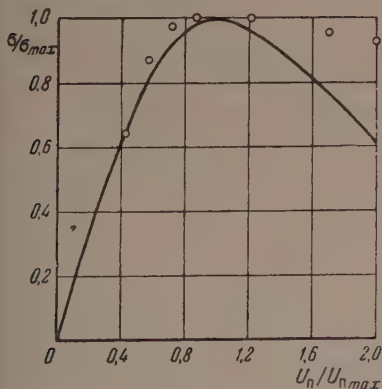


Рис. 8. Та же кривая, что на рис. 7. Экспериментальные точки получены для образца слюды

Нам представляется, что невозможность описания вторичной эмиссии кристаллических диэлектриков при помощи квадратичного закона торможения имеет существенное значение при выяснении механизма эмиссии.

При больших скоростях первичных электронов экспериментальные данные во всех случаях хорошо описываются квадратичным законом.

Вопрос о границах применимости представлений о линейном законе торможения не получил в теории определенного ответа. Маршалл [14] считает, что квадратичный закон начинает действовать со скоростью первичных электронов в несколько сот вольт. А. Я. Вятский в последней работе [15] указывает, что область действия линейного закона простирается до нескольких киловольт. Конечно, нельзя представить себе, что до определенной скорости электрон тормозится по квадратичному закону, а затем по линейному. Квадратичный и линейный законы являются предельными случаями. С этой оговоркой можно считать, что если по виду кривой $\sigma = f(U_p)$ можно для кристаллических диэлектриков приближенно определить интервал действия обоих предельных законов торможения первичных электронов, то полученные опытные данные свидетельствуют о том, что область применения линейного закона у щелочно-галогидных соединений простирается до 1,5 и более киловольт.

Распределение вторичных электронов по энергиям

При применении метода одиночных импульсов кривые задержки вторичного тока не имеют части, соответствующей электронам с «недостаточными» скоростями, появление которых обусловлено вторичными эффектами [5]. Это дает возможность сопоставления распределения вторичных электронов по энергиям у диэлектрических эмиттеров с их распределением у металлических эмиттеров. Одновременные измерения кривых распределения для металлов и диэлектриков, снятые в одинаковых условиях, в широком интервале значений U_p могут оказаться весьма интересными для выяснения вопроса о различии в выходе вторичных электронов из металлов и диэлектриков.

Рассмотрим вопрос о положении и ширине максимумов кривых распределения вторичных электронов по энергиям, соответствующих медленным истинно вторичным электронам. В ряде работ, начиная с работы Беккера [16], было показано, что спектральный состав вторичных электронов практически не зависит от энергии вторичных электронов. Вместе с тем, для неметаллических мишеней было обнаружено, что при изменении глубины выхода вторичных электронов или температуры происходят смещения указанного максимума [17, 18], а в [19] даже указывалось, что с ростом U_p число быстрых электронов немного возрастает.

Для того чтобы ликвидировать имевшиеся неясности в этом вопросе, мы произвели измерения распределения вторичных электронов по энергиям у металлических и диэлектрических мишеней в широком интервале значений U_p .

Измерения с металлами производились на хорошо очищенных никелевых мишенях, находившихся во время измерений при высокой температуре. Условия опытов с диэлектрическими мишенями описаны в [4].

Таблица 1

Положение и ширина максимумов на кривых распределения вторичных электронов, эмиттированных никелем при малых U_p по энергиям

U_p, V	Значение U_k , соответствующее максимуму	Полуширина максимума V
5,8	-1,2	1,4
8,8	-1,1	1,4
10,8	-1,5	2,0
13,5	-2,0	4,2
18,5	-4,0	10,0

Как было показано в [20], при $U_{\text{п}}$ меньших работы выхода металла, истинно вторичные электроны отсутствуют; это видно также из рис. 9.

Кривые распределения вторичных электронов по энергиям при малых $U_{\text{п}}$, но больших, чем работа выхода, представлены на рис. 10—12. В табл. 1 приведены характеристики максимумов.

Из этих данных видно, что при малых значениях $U_{\text{п}}$ вплоть до 18 V положение максимума и его ширина зависят от энергии первичных

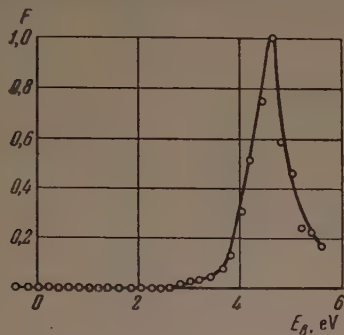


Рис. 9

Рис. 9. Распределение вторичных электронов по энергиям для образца никеля при $U_{\text{п}} = 4,56 \text{ V}$

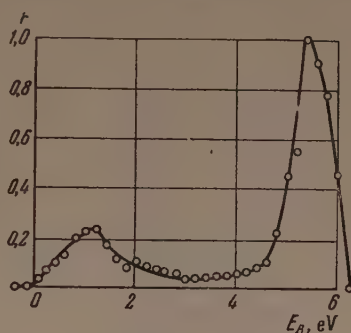
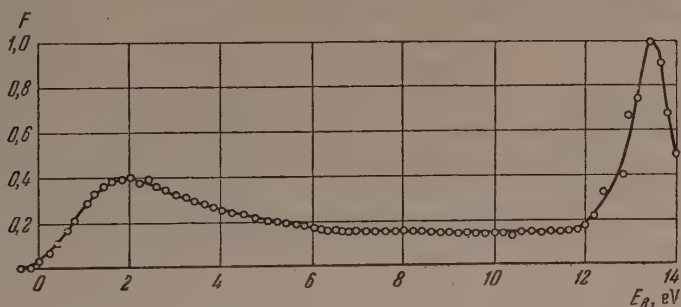


Рис. 10

Рис. 10. То же, что на рис. 9, но при $U_{\text{п}} = 5,8 \text{ V}$

электронов. По мере увеличения $U_{\text{п}}$ положение максимумов смещается в сторону больших $U_{\text{п}}$ и полуширина их увеличивается. Начиная с $U_{\text{п}} = 18 \text{ V}$ максимум кривой распределения обладает всеми специфическими качествами такого максимума у металлических мишеней и при дальнейшем росте $U_{\text{п}}$ положение его и полуширина не меняются или меняются незначительно. На рис. 13 приведены данные при $U_{\text{п}} = 500 \text{ V}$. При увеличении $U_{\text{п}}$ до 1600 V не удалось обнаружить изменения положения и полуширины максимума.

Рис. 11. То же, что на рис. 9, но при $U_{\text{п}} = 13,58 \text{ V}$

. В [4] было показано, что у щелочно-галогидных кристаллов и в интервале средних значений $U_{\text{п}}$ не удается обнаружить изменения кривой задержки (в области, соответствующей максимуму кривой распределения) при изменении $U_{\text{п}}$. Это же в дальнейшем было подтверждено для слюды. Типичная кривая распределения вторичных электронов по энергиям для AgCl приведена на рис. 13.

Изменение кривой задержки было обнаружено в двух предельных случаях: при переходе к большим и к малым значениям $U_{\text{п}}$. При переходе к большим значениям $U_{\text{п}}$ изменение кривой задержки сравнительно невелико (см. [4]).

Изменение энергетического спектра с изменением $U_{\text{п}}$ выявляется особенно отчетливо в области малых значений $U_{\text{п}}$. При малых значениях

$U_{\text{п}}$ у диэлектриков максимум, соответствующий истинно вторичным электронам, сравнительно широк и расположен при $U_{\text{к}}$ порядка нескольких вольт. Так, у NaCl при $U_{\text{п}} = 50 \text{ V}$ максимум расположен при $U_{\text{к}} = 2,5 \text{ V}$, полуширина максимума равна $2,5-3 \text{ V}$. Такой же порядок величин имеет место и у других обследованных диэлектриков.

По мере увеличения $U_{\text{п}}$ ширина максимумов начинает уменьшаться, вместе с тем наблюдается сдвиг максимумов в сторону меньших значений $U_{\text{п}}$. Это, например, отчетливо видно из рис. 14 для слюды и из рис. 15 для NaCl. При дальнейшем росте $U_{\text{п}}$ положение и ширина

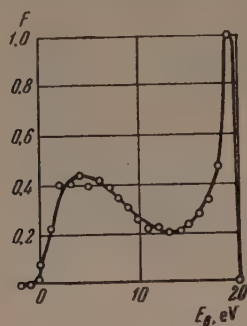


Рис. 12

Рис. 12. То же, что на рис. 9, но при $U_{\text{п}} = 18,58 \text{ V}$

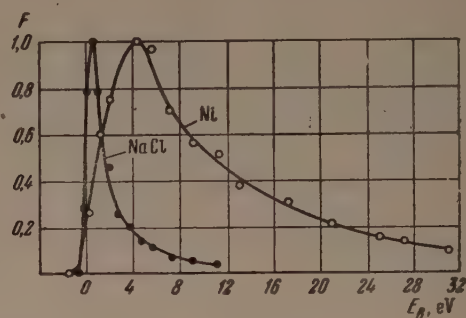


Рис. 13

Рис. 13. Сопоставление кривых распределения вторичных электронов по энергиям для NaCl и Ni. Кривые сняты в одинаковых условиях (при $U_{\text{п}} = 500 \text{ V}$)

максимума остаются неизменными. То же имеет место и для слюды. Данные о положении и ширине максимумов для NaCl и слюды при различных $U_{\text{п}}$ приведены в табл. 2.

Небольшое смещение максимумов при больших $U_{\text{п}}$ по сравнению с предыдущими данными, повидимому, обусловлено контактной разностью потенциалов, поскольку кривые снимались в разных установках. При контрольных опытах в одной установке положение максимума для NaCl было неизменно при $U_{\text{п}}$ больше 200 V .

Таблица 2

Положение и ширина максимумов на кривых распределения вторичных электронов по энергиям для NaCl и слюды при различных значениях $U_{\text{п}}$

Вещество	$U_{\text{п}}, \text{ V}$	Значение $U_{\text{к}}$, соответствующее максимуму	Полуширина максимума, V
NaCl	30÷50	2,5	3,0
	100	0,0	3,5
	200	0,0	2,8
	400÷1800	-0,4	1,8÷1,4
Слюда	150	-1,5	4,3
	400÷1600	-0,4±0,5	1,9÷2,3

Из приведенных данных следует, что распределения вторичных электронов по энергиям у диэлектриков и металлов существенно отличаются друг от друга.

1. Кривая распределения вторичных электронов по энергиям у металлических мишеней в пределах точности опыта не зависит от энергии первичных электронов в широком диапазоне значений $U_{\text{п}}$ (для никеля $18,5-1600 \text{ V}$). Кривая для диэлектрических мишеней заметно изменяется в зависимости от $U_{\text{п}}$ в области небольших значений $U_{\text{п}}$ (примерно до $200-400 \text{ V}$) и в меньшей степени изменяется в области больших $U_{\text{п}}$ (начиная с 1600 V).

2. Сопоставление кривых распределения вторичных электронов по энергиям для металлов и для диэлектриков, полученных в одинаковых условиях при средних значениях $U_{\text{п}}$, показывает, что максимум, отвечающий истинным вторичным электронам, у диэлектриков значительно уже, чем у металлов. Это отчетливо видно из рис. 13, где для никеля полуширина

ина максимума равна примерно 10 V, тогда как для NaCl эта величина равна примерно 1,4 V.

В работе Коллата [21] было отмечено, что максимум, соответствующий истинным вторичным электронам, эмиттированным сурьмяно-цезиевым катодом, выражен значительно более резко, чем у ряда исследованных металлических эмиттеров. Наши опыты показывают, что этот факт имеет место у всех исследованных нами диэлектрических мишеней, а также у необезгаженных металлических мишеней. На основе этого можно сделать вывод, что наличие у неметаллов более узкого максимума кривой

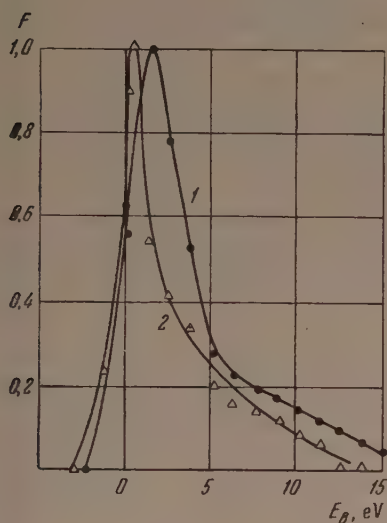


Рис. 14

ис. 14. Распределение вторичных электронов по энергиям для образца № 2 слюды: 1 — $U_{\text{п}} = 150 \text{ В}$, 2 — $U_{\text{п}} = 400 \div 1500 \text{ В}$

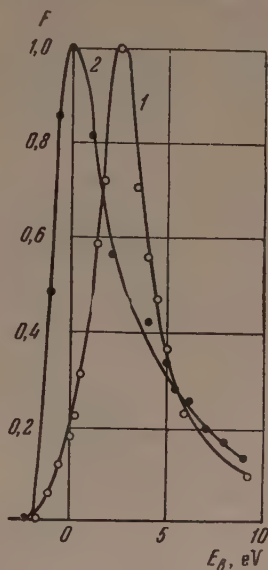


Рис. 15

ис. 15. Распределение вторичных электронов по энергиям для образца NaCl: 1 — $U_{\text{п}} = 30 \text{ В}$, 2 — $U_{\text{п}} = 100 \text{ В}$

распределения, чем у металлов, повидимому, является общим свойством диэлектрических мишеней.

3. При средних значениях $U_{\text{п}}$ наиболее вероятная энергия электронов, эмиттированных металлическими мишенями, порядка нескольких вольт, например у никеля порядка 4 В, в то время как у диэлектрических мишеней скорость большинства вторичных электронов по выходе из эмиттера близка к нулю.

Различия между кривыми распределения у металлов и диэлектриков сглаживаются, и кривые распределения для металлов приближаются к таковым для диэлектриков в том случае, когда поверхность металлических мишеней достаточно хорошо очищена.

Энергетический спектр вторичных электронов, эмиттированных металлическими мишенями, существенно зависит от состояния поверхности мишени. Это особенно отчетливо проявляется при не очень больших значениях $U_{\text{п}}$. На рис. 16 сопоставлены кривые задержки никелевой мишени до и после прогрева в течение 10 час при $t = 1000^\circ$. После обезгаживания или очистки поверхности мишени кривая задержки смещается в сторону больших энергий.

Кривая распределения вторичных электронов по энергиям, полученная дифференцированием кривой 1 рис. 16 для необезгаженного образца никеля, приведена на рис. 17. Из рисунка видно, что максимум, соответствующий истинным вторичным электронам, находится при $U_{\text{к}}$ порядка

1 V, причем ширина максимума сравнительно невелика. Бросается в глаза, что энергетический спектр вторичных электронов, эмиттированных неочищенной никелевой поверхностью, весьма близок к таковому для диэлектриков (рис. 16, кривая 3).

При обсуждении основных особенностей энергетического спектра вторичных электронов, эмиттированных металлами, следует учитывать, что при малых энергиях движущихся в веществе электронов их рассеяние происходит по законам, отличным от законов при больших энергиях. Можно предполагать, что в этом случае рассеяние имеет сферическую симметрию, и наиболее часто будут встречаться электроны, энергия которых после взаимодействия будет равна полусумме их энергий до взаимодействия. Такая точка зрения была высказана в нашей работе [20], она была подтверждена расчетами Вольфа [22].

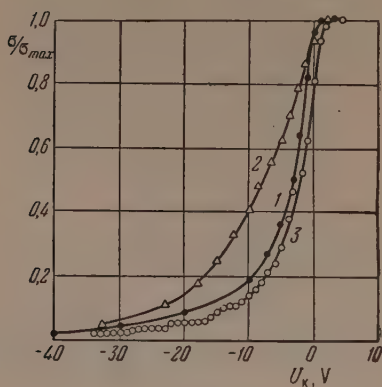


Рис. 16

Рис. 16. Кривые задержки для образца никеля и образца NaCl (при $U_{\text{п}} = 100$ V). 1 — образец никеля до прогрева, 2 — образец никеля после прогрева, 3 — образец NaCl

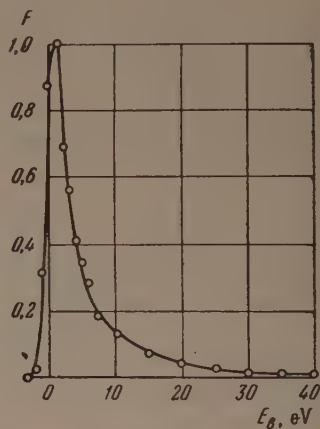


Рис. 17

Рис. 17. Распределение вторичных электронов по энергиям для необезгаженного образца никеля ($U_{\text{п}} = 100$ V)

Исходя из этой точки зрения, можно, во-первых, объяснить сдвиг максимума кривой распределения в сторону больших энергий при весьма малых значениях $U_{\text{п}}$ у металлов, так как отдаваемая первичным электроном вторич. ому энергия будет возрастать вместе с ростом $U_{\text{п}}$. Сдвиг максимума будет иметь место до тех пор, пока не изменится закон передачи энергии электронами. При такой трактовке опытных данных можно считать, что, начиная с энергий электрона порядка 30 V ($U_{\text{п}} + W_{\text{a}}$), закон передачи энергии меняется. Заметим, что Вольф в результате своих подсчетов пришел к выводу, что такое изменение должно наступить при энергиях порядка 50 V. Во-вторых, с этой точки зрения может быть объяснена независимость спектра вторичных электронов, эмиттированных металлическими мишенями от $U_{\text{п}}$ в широком интервале значений $U_{\text{п}}$. При взаимодействии первичного электрона средней скорости с электроном решетки лишь небольшая часть его энергии передается возникшему вторичному электрону. Медленный вторичный электрон, в свою очередь, тоже взаимодействует с электронами решетки. Пользуясь общепринятыми обозначениями энергетических уровней в металлах, можно написать, что наиболее вероятная энергия электронов после взаимодействия будет:

$$eU = \frac{\varepsilon + W_{\text{i}} + W_{\text{a}}}{2}, \quad (12)$$

где ε — энергия, полученная вторичным электроном от первичного. Для того чтобы вторичный электрон после взаимодействия с электроном ре-

сетки мог выйти из металла, необходимо, чтобы энергия, переданная ему первичным электроном, удовлетворяла условию $\varepsilon > 2\varphi$ (где φ — работа выхода).

Если вторичный электрон получил от первичного меньшую, чем 2φ , порцию энергии, то каждое неупругое соударение вторичного электрона с электроном решетки практически приводит к выходу обоих партнеров из игры. Тогда увеличение глубины зарождения вторичных электронов, происходящее при росте $U_{\text{п}}$, будет менять лишь число выходящих электронов, не меняя их энергии (считая при этом, что средняя энергия, переданная первичным электроном вторичному, в первом приближении не зависит от $U_{\text{п}}$ при не очень малых значениях $U_{\text{п}}$).

Из неизменности положения максимума кривой распределения при различных $U_{\text{п}}$ приходится сделать вывод, что большинство вторичных электронов получает от первичного энергию меньшую, чем 2φ , т. е. меньшую, чем приблизительно 10 eV для никеля.

Если сделанное предположение справедливо, то следует признать, что кривая распределения вторичных электронов по энергиям, во всяком случае в той части, которая соответствует медленным истинным вторичным электронам, описывает распределение вторичных электронов по энергиям при их рождении внутри вещества, с тем различием, что нормальная к поверхности составляющая импульса электронов меньше первоначальной величины на величину, затраченную для преодоления потенциального барьера $W_{\text{а}}$.

Таким образом, мы считаем, что характерные особенности вторичной электронной эмиссии металлических эмиттеров при не очень малых скоростях первичных электронов (относительно малые величины σ , большие значения энергии вторичных электронов, независимость спектра истинных вторичных электронов от $U_{\text{п}}$) объясняются тем, что основную роль в процессе выхода электронов играет уменьшение числа электронов, а потери энергии у вышедших электронов незначительны. Коэффициент вторично-электронной эмиссии σ у металлов невелик, потому что число взаимодействий с электронами зоны проводимости сравнительно велико. Вышедшие электроны обладают большими энергиями, чем в случае диэлектриков, потому что потери энергии практически роли не играют. По той же причине энергетический спектр вторичных электронов не изменен в широком интервале значений $U_{\text{п}}$.

В случае диэлектриков механизм выхода образовавшихся в эмиттере вторичных электронов существенно отличается от такового у металлов. Взаимодействие вторичного электрона с электронами зоны проводимости, имеющее в случае металлов основное значение, в случае диэлектриков может не приниматься во внимание. На первый план выступают взаимодействия с фононами и дефектами решетки. Эти взаимодействия могут привести к тому, что число выходящих наружу вторичных электронов будет уменьшено как за счет поглощения электронов, так и за счет уменьшения их энергии.

В случае кристаллических диэлектриков при малых значениях энергии первичных электронов распределение вторичных электронов по энергиям в некоторой степени приближается к таковому для металлов. Потери повышения $U_{\text{п}}$, т. е. при увеличении глубины проникновения первичных электронов, а следовательно, и увеличении глубины выхода вторичных (поскольку $x_0 < \xi$), относительная доля медленных электронов увеличивается с ростом $U_{\text{п}}$. Изменение спектра вторичных электронов в этом случае свидетельствует о том, что в диэлектриках, в отличие от металлов, имеют место взаимодействия, при которых энергия вторичных электронов частично изменяется. Такими взаимодействиями могут быть, например, взаимодействия с фононами.

При средних значениях $U_{\text{п}}$ энергетический спектр вторичных электронов, так же как у металлов, не зависит от $U_{\text{п}}$. Из этого факта в [4] делается

вывод о преобладающей роли поглощения вторичных электронов. Такой вывод был бы правилен, если бы действовал любой закон торможения первичных электронов, кроме линейного. При наличии линейного закона торможения при $x_0 > \xi$ спектр вторичных электронов не должен меняться, поскольку эмиссия идет из одной пространственной зоны и число возбуждаемых на разных глубинах электронов не меняется.

Однако, если в случае слюды изменение спектра вторичных U_p электронов продолжается примерно до максимума кривой $\sigma = f(U_p)$, что соответствует такому представлению, то данные для NaCl вызывают некоторое сомнение. Изменение спектра у NaCl продолжается до нескольких сот вольт, в то время как насыщение кривой $\sigma = f(U_p)$ наступает значительно позднее. Поэтому приходится предположить, что либо предельная глубина выхода вторичных электронов из NaCl не превосходит x_0 , соответствующего примерно 200 V, либо имеется еще один механизм, влияющий на выход вторичных электронов. В настоящее время мы не располагаем достаточными данными для решения этого вопроса.

Наблюдавшееся при больших U_p уменьшение относительного числа быстрых электронов можно объяснить тем, что в этом интервале U_p становится заметным торможение первичных электронов по квадратичному закону, вследствие чего при росте U_p происходит перераспределение относительного числа возникающих вторичных электронов по глубине и связанное с этим возрастание потерь энергии. Это — эффект второго порядка, поэтому наблюдаемое на опыте изменение спектра вторичных электронов незначительно.

Различие в распределении вторичных электронов по энергиям у металлов и диэлектриков при средних значениях U_p обусловлено тем, что в последнем случае из эмиттера выходят электроны, уже потерявшие часть своей энергии, что не имеет места у металлов.

Можно высказать предположение, что различие во вторичной эмиссии металлов и диэлектриков (у металлов σ малы, а энергия вторичных электронов сравнительно велика; у диэлектриков при больших σ энергии вторичных электронов малы) частично объясняется указанным различием в условиях выхода электронов.

Мы не затрагивали здесь вопроса о роли примесей и нарушений решетки. В определенных условиях при достаточной концентрации примесей основную роль, повидимому, играет поглощение электронов, о чем свидетельствует отсутствие в таких случаях зависимости σ от температуры (см. [3]). Очень большая концентрация дефектов сказывается не только на условиях выхода вторичных электронов, но и на их возбуждении, о чем было указано выше.

Заключение

Сформулируем кратко основные положения настоящего доклада.

1. Метод измерения вторичной электронной эмиссии неметаллических веществ имеет принципиальное значение для изучения явления. Разработан метод измерения вторичной эмиссии, при котором исключаются вторичные эффекты, возникающие при бомбардировке неметаллических мишеней: зарядка поверхности и изменение состава или структуры эмиттера.

2. По своим вторично-эмиссионным свойствам, в частности по виду кривой зависимости σ от U_p , исследованные вещества могут быть разделены на три группы: а) кристаллические диэлектрики с большой концентрацией примесей и нарушений решетки и аморфные диэлектрики, б) кристаллические диэлектрики со сравнительно малой концентрацией указанных дефектов и в) металлы. Таким образом, эмиссионные свойства диэлектриков связываются с их составом или структурой.

3. Только при больших значениях энергии первичных электронов во всех случаях можно считать, что закон торможения первичных электро-

нов близок к закону Виддингтона. При средних и малых значениях $U_{\text{п}}$ необходимы другие аппроксимации.

4. В случае весьма медленных электронов (до ~ 30 V), движущихся в металле, наиболее вероятны такие взаимодействия этих электриков с электронами зоны проводимости, в результате которых энергия обоих электронов будет равна полусумме их энергий до взаимодействия.

Этим может быть объяснен ряд особенностей вторичной эмиссии металлов: а) наличие порога эмиссии, равного работе выхода ϕ [20], б) увеличение относительного числа быстрых электронов при возрастании $U_{\text{п}}$ от ϕ примерно до полутора десятков вольт, в) неизменность спектра вторичных электронов в широком диапазоне значений $U_{\text{п}}$.

5. В случае электронов средних скоростей закон торможения первичных электронов, повидимому, различен у всех трех групп веществ. У диэлектриков первой группы закон торможения выражается формулой Виддингтона или близкой к ней. Для описания эмиссии кристаллических диэлектриков приходится пользоваться линейным законом торможения, переходящим затем при дальнейшем возрастании $U_{\text{п}}$ в квадратичный. Наконец, металлы занимают промежуточное положение между рассмотренными случаями.

6. Неизменность спектра вторичных электронов в широком интервале значений $U_{\text{п}}$ и сравнительно большие величины энергий вторичных электронов свидетельствуют о том, что эти электроны выходят из металлических эмиттеров, не испытав потерь энергии.

В кристаллических диэлектриках изменение спектра вторичных электронов, имеющее место вплоть до энергии первичных электронов в несколько сот вольт, и малые значения энергии вторичных электронов при больших значениях σ говорят о наличии потерь энергии у вышедших электронов.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Шульман А. Р., Македонский В. Л., ЖТФ, 22, 1542 (1952).
2. Chachenberg O., Brauer W., Fortschr. d. Phys., 1, 439 (1954).
3. Шульман А. Р., Македонский В. Л., Ярошецкий И. Д., ЖТФ, 23, 1152 (1953).
4. Шульман А. Р., Дементьев Б. П., ЖТФ, 25, 2256 (1955).
5. Шульман А. Р., ЖТФ, 25, 2150 (1955).
6. Добрецов Л. Н., Титков А. С., ДАН СССР, 100, 33 (1955).
7. Лепешинская В. Н., Клейман Ю. Л., Труды ЛПИ, 181, 195 (1955).
8. Моргулис Н. Д., Находкин Н. Г., ДАН СССР, 94, 1029 (1954).
9. Бронштейн И. М., Смородина Т. А., ЖЭТФ, 27, 215 (1954); 29, 495, 500 (1955).
10. Dekker A. J., Phys. Rev., 94, 1179 (1954).
11. Baroody E., Phys. Rev., 78, 780 (1950).
12. Baroody E., Phys. Rev., 86, 915 (1952).
13. Вятский А. Я., ЖЭТФ, 20, 547, 557 (1950).
14. Marshall J., Phys. Rev., 88, 416 (1952).
15. Вятский А. Я., ЖТФ, 25, 1155 (1955).
16. Becker A., Ann. Phys., 78, 228 (1928).
17. Моргулис Н. Д., Нагорский А. Т., ЖЭТФ, 8, 1159 (1938).
18. Дятловицкая Б. И., ДАН СССР, 63, 641 (1948).
19. Вудынский М. М., ЖТФ, 9, 1583 (1939).
20. Шульман А. Р., Мякинин Е. И., ДАН СССР, 91, 1075 (1953).
21. Kollath R., Ann. Phys., 1, 357 (1947).
22. Wolf P. A., Phys. Rev., 95, 56 (1954).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ А. Р. ШУЛЬМАНА

П. Г. Борзяк. — Непонятно объяснение различия в характеристиках распределения энергии для вторичных электронов в случае металлов и диэлектриков.

А. Р. Шульман. — В случае металлов велики потери числа частиц и малы потери энергии частиц, которые могут выйти в вакуум; в случае диэлектриков — наоборот.

П. В. Тимофеев. — При изменении плотности тока не наблюдалось ли изменение зарядки мишени?

А. Р. Шульман.— Зарядка зависит от емкости мишени; в нашем случае зарядка была мала, что контролировалось по неизменности формы импульса, подсчитанная абсолютная величина зарядки не превышала 0,1 V, что вполне допустимо.

У. А. Арифов.— Какова была воспроизводимость зависимости коэффициента вторично-электронной эмиссии от температуры для различных сортов стекол?

А. Р. Шульман.— Воспроизводимость на ряде образцов одного сорта стекла была удовлетворительной. На других сортах стекол воспроизводимость не проверялась.

К. Б. Толпыго.— Будут ли похожи в области малых энергий первичных электронов кривые зависимости вторично-эмиссионного тока от задерживающего потенциала, если эти кривые пронормировать?

А. Р. Шульман.— Нормировка не производилась.

А. А. Мостовский.— Сохраняется ли относительное положение упругого и неупругого максимума на кривой задерживающего потенциала при различных значениях энергии первичных электронов?

А. Р. Шульман.— Не знаю.

А. А. Жигарев.— Чем объясняется наличие тонкой структуры у зависимости $\sigma = f(U_n)$?

А. Р. Шульман.— Повидимому, она объясняется электронными переходами с нижних зон.

Н. Д. Моргулис.— Производились ли измерения на монокристаллах?

А. Р. Шульман.— На щелочно-галогидных солях измерения велись на монокристаллах. Окись алюминия была в виде нанесенной катафорезом пленки.

И. М. Бронштейн.— Как связать полученные данные с эквидистантностью максимумов?

А. Р. Шульман.— Некоторая часть первичных электронов может отразиться, потеряв дискретную порцию энергии. Они-то и дают максимум.

Г. В. Спивак.— Как сказывалась скважность и форма импульсов на полученных результатах?

А. Р. Шульман.— Скважность импульсов равна бесконечности (одиночные импульсы). Этим исключалась зарядка мишени. Растянута фронт импульса составляет около 15% от длительности импульса.

Г. В. Спивак.— Как объясняется неизменность зависимости $\sigma = f(T)$ для стекла?

А. Р. Шульман.— Наличием большого числа дефектов, не зависящих от температуры.

Д. В. Зернов.— Чем объяснить несоответствие в оценке роли растраты энергии первичными электронами в металлах и диэлектриках, которое имеется в докладах Л. Н. Добрецова и А. Р. Шульмана?

А. Р. Шульман.— Это объясняется различием точек зрения. В металлах электроны испытывают взаимодействия с электронами зоны проводимости; потери энергии в каждом акте взаимодействия значительны. У диэлектриков вторичные электроны взаимодействуют с фононами либо с дефектами; потери энергии меньше, но число взаимодействий велико.

К. Б. Толпыго.— Мне кажется, следует иначе объяснить разницу в ходе тока задержки для металлов и для диэлектриков. Отличие состоит в том, что у диэлектриков, кроме фононных потерь, есть еще дискретные потери на образование пар или экситонов.

Н. Л. Яснопольский.— Все теории базируются на борновском приближении. Там же, где работают экспериментаторы, это не применимо. Поэтому очень интересны работы Б. И. Дятловской, изучившей закон потерь для энергий 100—1000 eV.

Д. А. ГОРОДЕЦКИЙ

ОТРАЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ
ЧИСТОГО МЕТАЛЛА И МЕТАЛЛА, ПОКРЫТОГО ПЛЕНКАМИ*(Краткое содержание доклада)*

Величина коэффициента отражения медленных электронов от поверхности металла зависит от формы потенциального барьера на границе металл-вакуум. Изучая зависимость коэффициента отражения от энергии первичных электронов, можно судить о ходе потенциала вблизи поверхности металла и об изменениях, происходящих в нем при снижении или повышении работы выхода. Такого рода исследование имеет значение в связи с проблемой металло-пленочных катодов, широко применяемых в электронных приборах.

Мы провели исследование коэффициента отражения медленных электронов с энергиями $2-10$ eV от поверхности вольфрама, подвергнутого сильному прогреву в вакууме, от слоев бария и серебра, напыленных на вольфрам в вакууме, и от вольфрама, покрытого тонкими пленками бария и кислорода. Пучок медленных электронов, сформированный в электронной пушке, падал на мишень. Отраженные и вторичные электроны собирались коллектором, окружавшим мишень. Коэффициент отражения определялся из кривой задержки тока на коллектор. Фокусировка первичного пучка проверялась специальными опытами с секционированной мишенью.

Особое внимание было уделено чистоте исследуемых поверхностей. Работа велась на отпаянных приборах при давлении $3-5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. по ионизационному манометру системы Альперта. Измерение адсорбируемой части остаточного газа методом вспышки давало давление порядка $10^{-10}-10^{-11}$ мм рт. ст.

Было выяснено, что коэффициент отражения электронов с энергией меньше 4 eV очень чувствителен к состоянию поверхности металла. Осаждение на нее пленки остаточного газа увеличивает отражение в 2-3 раза. Следует отметить, что работа выхода при этом менялась незначительно. Поэтому измерения проводились на нагретой до 1700°K вольфрамовой мишени или сразу же после напыления на нее бария или серебра. Результаты этих измерений совпали с результатами, полученными на холодной мишени сразу после прогрева. Этот факт, а также непосредственное определение времени образования адсорбционной пленки по методу вспышки позволяют считать, что мы имели дело с чистыми поверхностями.

Зависимость коэффициента отражения от энергии первичных электронов для чистого вольфрама не согласуется с ходом теоретической кривой, рассчитанной из потенциала, соответствующего силе изображения. Наблюдается рост отражения с ростом энергии. Так как образец является поликристаллическим, наличие полей пятен могло сказаться на результатах, мы предприняли попытку закристаллизовать вольфрамовую ленту путем соответствующей термической обработки. Хотя нам и удалось заметно увеличить размеры кристаллов вольфрама, какого-либо влияния на ход и величину коэффициента отражения это не оказало. Ближайшая наша задача — измерения на монокристалле вольфрама.

При напылении на вольфрамовую мишень толстых слоев бария и серебра зависимость коэффициента отражения от энергии первичных электро-

нов резко меняется: наблюдается уменьшение отражения с ростом энергии, что качественно согласуется с теорией.

Нанесение тонких слоев бария на вольфрам снижает работу выхода и одновременно увеличивает отражение в области малых энергий. Коэффициент отражения медленных электронов проходит через максимум при увеличении степени покрытия поверхности образца. Этот максимум лежит при покрытиях, дающих минимальную работу выхода. Такой результат согласуется с представлением об образовании максимума потенциального барьера при снижении работы выхода. Нанесение пленки кислорода на поверхность вольфрама ведет к возрастанию работы выхода на 1,7 eV и к увеличению отражения. Однако ход коэффициента отражения в зависимости от энергии при этом не меняется.

При некоторой энергии первичных электронов среди покидающих мисень электронов появляется группа с энергией, меньшей первичной. Было замечено, что энергия появления этой группы совпадает с работой выхода и меняется с изменением последней. Повидимому, мы имеем дело с порогом вторичной эмиссии.

Киевский гос. университет
им. Т. Г. Шевченко

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Д. А. ГОРОДЕЦКОГО

И. М. Бронштейн. Сколько анодов было в Вашей электронной пушке?
Д. А. Городецкий. Один анод, после прохождения которого электроны тор-мозились задерживающим полем.

И. М. Бронштейн. Измерялся ли диаметр пучка электронов?

Д. А. Городецкий. Нет, но производились измерения с секционированным анодом, позволявшие качественно оценивать диаметр пучка, который имел приемлемую величину.

И. М. Бронштейн. Чем объяснить расхождение в результатах для малых энергий электронов у А. Р. Шульмана и у Вас?

Д. А. Городецкий. Может быть, тем, что у А. Р. Шульмана были худшие вакуумные условия.

И. М. Бронштейн. Ваша кривая для коэффициента отражения похожа на соответствующую кривую для необезгаженного молибдена из работы А. Р. Шульмана.

Д. А. Городецкий. У А. Р. Шульмана коэффициент отражения в четыре раза больше. Лучше сравнивать наши результаты с данными Майерса.

И. М. Бронштейн. При энергии первичных электронов в 10 eV доля отраженных электронов у Вас получилась равной 0,3. Это очень много. Какова эта величина для других металлов?

Д. А. Городецкий. У серебра величина коэффициента вторичной электронной эмиссии была около 0,15.

К. Б. Толпыго. Почему происходит увеличение коэффициента отражения при появлении пленки кислорода? Какова форма барьера на границе металл — адсорбционная пленка — вакуум?

Д. А. Городецкий. Кислород увеличивает работу выхода, форма барьера для системы O—W неизвестна.

В. Н. ЛЕПЕШИНСКАЯ

О НЕКОТОРЫХ АНОМАЛИЯХ ХАРАКТЕРИСТИК
ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ МАГНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Изучение распределения вторичных электронов по энергиям дает основные сведения о механизме вторичной эмиссии. Для получения кривых распределения по полным энергиям чаще всего пользуются классическим методом тормозящего поля в сферическом конденсаторе, предложенным П. И. Лукирским [1]. Однако получаемые в этих условиях результаты могут быть достоверными лишь в том случае, если скорости вторичных электронов не искажены в процессе измерений внешними факторами, прежде всего зарядкой поверхности. Поэтому для получения неискаженных кривых задержки для диэлектриков приходится работать в условиях, обеспечивающих отсутствие зарядки, например методом одиночных импульсов [2]. В этом случае, если работать с импульсами длительностью в несколько микросекунд, кривые задержки (вольт-амперные кривые $I_v = f(U_k)$) насыщаются при небольших напряжениях на коллекторе.

Кривые задержки для металлов могут быть сняты и в статическом режиме, причем начало насыщения этих кривых связано лишь с контактной разностью потенциалов коллектор — мишень.

Таким образом, как для металлов, так и для диэлектриков после дифференцирования кривых задержки может быть получено истинное распределение вторичных электронов по энергиям.

При изучении вторичной эмиссии у сплавов меди с магнием (а также Ag-Mg и Al-Mg), которые дают большой коэффициент вторичной эмиссии после соответствующей обработки, было найдено [3], что кривые задержки, снятые в статическом режиме при малых токах, насыщаются лишь при достаточно больших потенциалах коллектора. Точка начала насыщения перемещалась тем к большим потенциалам $+U_k$, чем выше был для данного образца коэффициент вторичной эмиссии σ , и доходила при $\sigma_{max} = 12$ до $+U_k = 40$ В. Однако кривые задержки не зависели от плотности первичного тока, которая могла быть изменена более чем на два порядка, а также не зависели от энергии первичных электронов в области 300–1200 эВ. Нагревание исследуемой мишени в момент измерения до $t = 400^\circ$ позволяло получать нормальные кривые задержки, с началом насыщения около 1–1,5 В независимо от величины σ_{max} образца, но с сохранением этой величины σ_{max} неизменной. Необходимо отметить, что процесс был во всех случаях обратим, и при остывании мишени точка начала насыщения опять уходила в область большего потенциала коллектора. Изменение размеров мишени также влияло на кривую задержки, отодвигая точку насыщения к большим $+U_k$ при увеличении мишени.

Можно было думать, что на активированной поверхности сплава (которая состоит, по видимому, из окиси магния) при статическом режиме измерений возникают заряды, что и искажает получаемые кривые. Для выяснения этого вопроса мы и предприняли данную работу. Были сняты кривые задержки со сплава меди с магнием при различных степенях активации (т. е. для разных σ_{max}) четырьмя методами: статическим, периодическими импульсами, одиночными импульсами и тепловым (с нагретой мишенью).

Измерения проводились в сферическом конденсаторе с коллектором $\phi 170$ мм и для большинства опытов с мишенью $\phi 15$ мм. Принципиальная схема измерений приведена на рис. 1. Импульсы прямоугольной формы длительностью 2,5 мксек подавались с импульсного генератора И-26.

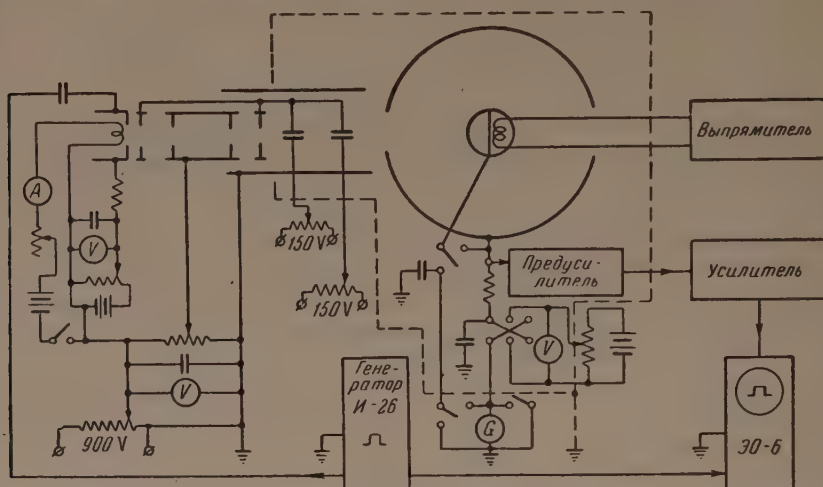


Рис. 1. Принципиальная схема измерений, позволяющая переключение в статический и импульсный режимы.

Измерялись импульсы первичного и вторичного тока на катодном осциллографе ЭО-6 со ждущей разверткой. Частота периодических импульсов 50 Нз. При одиночных импульсах применялась разрядка прогревом между отдельными измерениями.

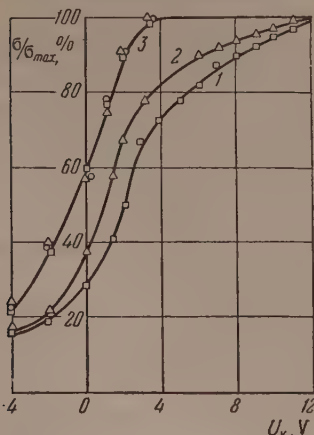


Рис. 2. Кривые задержки $\sigma/\sigma_{\max} = f(U_k)$, снятые для сплава Cu-Mg тремя методами измерений: 1 — периодическими импульсами длительностью 2,5 мксек при частоте 50 Нз, сплав активирован до $\sigma_{\max} = 6,7$; 2 — измерения в статическом режиме, сплав активирован до $\sigma_{\max} = 6,4$; 3 — сплав активирован до $\sigma_{\max} = 4$. Измерения, сделанные в статическом режиме, с периодическими импульсами длительностью 2,5 мксек при частоте 50 Нз и с одиночными импульсами той же длительности дали при $\sigma_{\max} = 4$ точки, которые легли на одну кривую.

Как в статическом режиме, так и в случае периодических и даже одиночных импульсов кривые задержки оказались одинаковыми, с насыщением при больших $+U_k$, причем точка насыщения зависела от σ_{\max} образца. Кривые для случая $\sigma_{\max} = 4$ и $\sigma_{\max} \approx 7$ для всех трех режимов измерений приведены на рис. 2.

Так же как и в предыдущей работе [3], распределение вторично-электронной эмиссии не зависело от плотности первичного тока и от энергии первичных электронов.

При тепловом методе измерений кривые задержки насыщались при $+1$ В, коэффициент вторично-электронной эмиссии σ оставался при этом неизменным; охлаждение мишени приводило опять к возникновению «хвоста» у кривой.

Для исследования влияния размеров мишеней мы изготовили мишени в виде полых сфер различного диаметра: 6,5, 10, 15 и 20 мм. С мишеней снимались кривые задержки в статическом режиме и периодическими импульсами, причем мишени подбирались по возможности с одинаковым коэффициентом вторично-электронной эмиссии, так как влияние σ_{\max} на начало насыщения больше, чем влияние размера мишени. Как видно из рис. 3, чем меньше мишень, тем раньше наступает насыщение, однако все же кривая задержки, например, при $\sigma_{\max} \approx 7$ и $d = 10$ мм, насыщается лишь при $U_k = 7$ В.

Для объяснения полученных результатов необходимо признать, что имеется некое внешнее поле, которое удерживает вылетевшие вторичные электроны, не давая им возможности попасть на коллектор. Опыты с мишенями различных размеров дают на это прямое указание. Можно предположить, что искажение кривых задержки обусловлено систематической ошибкой измерения, например наличием вторичных электронов с коллек-

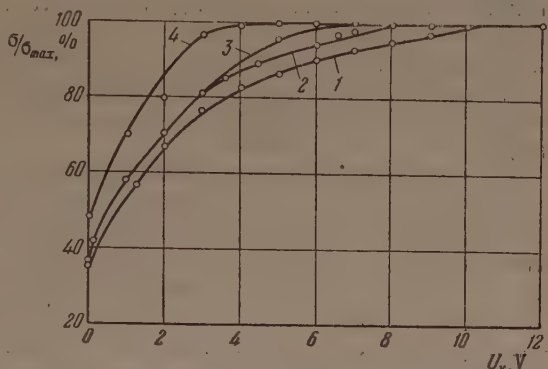


Рис. 3. Влияние диаметра мишени на кривые задержки для Cu-Mg-сплава: 1 — $d_{\text{миш}} = 20$ мм, $d_k/d_{\text{миш}} = 8,5$, $\sigma_{\max} = 6,7$, $U_k = 12$ В; 2 — $d_{\text{миш}} = 15$ мм, $d_k/d_{\text{миш}} = 11$, $\sigma_{\max} = 6,15$, $U_k = 9$ В; 3 — $d_{\text{миш}} = 10$ мм, $d_k/d_{\text{миш}} = 17$, $\sigma_{\max} = 6,95$, $U_k = 7$ В; 4 — $d_{\text{миш}} = 6,5$ мм, $d_k/d_{\text{миш}} = 26$, $\sigma_{\max} = 6,0$, $U_k = 5$ В

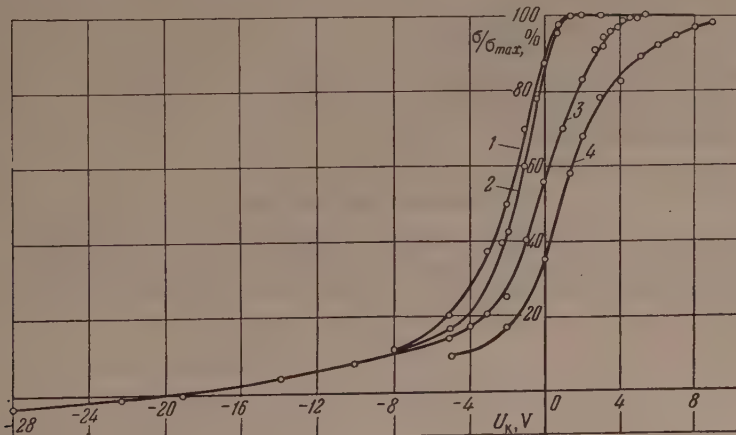


Рис. 4. Контрольные кривые $\sigma/\sigma_{\max} = f(U_k)$ для сплава Cu-Mg, полученные в различных условиях: 1 — с неактивированным сплавом; 2 — со сплавом, активированным до $\sigma_{\max} = 7,6$, измерение при $t = 350^\circ$; 3 — со сплавом, активированным до $\sigma_{\max} = 4$, измерение при $t = 20^\circ$; 4 — со сплавом, активированным до $\sigma_{\max} = 7,6$, измерение при $t = 20^\circ$

тор который в наших опытах был покрыт серебром. Для выяснения этого мы яли контрольные кривые $\sigma/\sigma_{\max} = f(U_k)$, изображенные на рис. 4. Кривая 1 снята с неактивированного сплава (когда он обладает чисто металлическими свойствами), кривая 2 — с активированного сплава, коэффициент вторичной эмиссии которого $\sigma_{\max} = 7,6$, но нагретого до температуры 350° . Обе кривые насыщаются при $U_k = 1$ В; это указывает на нор-

мальную работу схемы и на отсутствие каких-либо внешних причин, влияющих на положение точки насыщения. Тот же сплав, обладающий $\sigma_{max} = 7,6$, при комнатной температуре дает кривую 4. На том же рисунке приведена кривая 3, снятая до значительных отрицательных потенциалов коллектора, при $\sigma_{max} = 4$, из которой видно, что число третичных электронов мало (см. Примечание при корректуре).

То обстоятельство, что кривые, снятые методом одиночных импульсов, совпали со статическими кривыми, означает, что зарядка поверхности под пучком отсутствует.

Можно предположить, что образующаяся при обработке сплава активная поверхность имеет пятнистую микроструктуру, с различной работой выхода отдельных ее участков. Это создает на поверхности потенциальный рельеф, существующий и без облучения мишени первичными электронами. При бомбардировке первичными электронами вторичные электроны, вылетая с мест, где $\phi < \bar{\phi}$, попадают в поле, удерживающее их у поверхности. Такое объяснение позволяет понять независимость вольт-амперных кривых от силы первичного тока и наблюдаемую зависимость от размеров мишени.

Влияние величины коэффициента вторичной эмиссии, т. е., другими словами, степени активации поверхности, на характер кривой приводит к мысли, что в процессе активации изменяется потенциальный микрорельеф. Труднее всего объяснить влияние температуры и особенно обратимость явления. Допустим, что при нагреве происходит миграция атомов магния на поверхности и более равномерное их перераспределение, в результате чего задерживающий потенциал поля пятен исчезает; однако тот факт, что при понижении температуры до комнатной точно воспроизводится исходная кривая, не укладывается в сделанное допущение.

Необходимо получить дополнительные экспериментальные данные о строении поверхностного слоя и его изменениях с температурой, для того чтобы сделать более определенные выводы и интерпретировать ход полученных кривых.

Данная работа была выполнена совместно со студентом Б. А. Голубевым на кафедре электроники Ленинградского политехнического института им. Калинина.

Цитированная литература

1. Лукирский П. И., ЖРФ-ХО, Часть физич., 7, 5/6, 459 (1925).
2. Шульман А. Р., Македонский В. Л., ЯТФ, 22, 1540 (1952).
3. Лепешинская В. Н., Туморин В. М., ЖТФ, 24, 1933 (1954).

Примечание при корректуре

Дополнительные опыты, проведенные после Совещания, показали, что количество третичных электронов не очень мало; это ведет к искажениям в кривых задержки.

Б. С. КУЛЬВАРСКАЯ

ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ СПЛАВОВ
НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ

Введение

В течение долгого времени оставался невыясненным вопрос о механизме эмиссии эмиттеров из сплавов, и поиски новых эффективных эмиттеров производились путем эмпирического опробования ряда сплавов с новыми компонентами[1].

Результаты электронографического анализа структуры поверхности эмиттеров из сплавов Ag-Mg, Cu-Be, Cu-Mg, свидетельствующие об образовании окисных слоев MgO и BeO на поверхности окисленных (активированных) сплавов [2—5], позволили определить роль отдельных компонентов сплава.

Один из компонентов сплава, так называемый активный компонент (Mg, Be и др.), присутствующий в сплаве в незначительном количестве и обладающий большим сродством к кислороду, при активировании сплава диффундирует к его поверхности и соединяется с кислородом с образованием на поверхности тонкого окисного слоя, обуславливающего эмиссионную способность эмиттера; при этом второй компонент, присутствующий в сплаве в значительно большем количестве, играет роль среды, которая не должна препятствовать диффузии активного компонента к поверхности и его окислению.

Полученное представление о механизме формирования эффективных эмиттеров из сплавов привело к возможности выявления основных требований к отдельным компонентам сплава, выполнение которых обеспечивает получение новых эмиттеров из сплавов, отличающихся стабильностью, воздухо- и температуростойчивостью.

В предлагаемой статье формулируются эти требования, а также приводятся вторично-эмиссионные характеристики ряда эмиттеров из сплавов на основе никеля, удовлетворяющих указанным требованиям.

Некоторые физико-химические свойства компонентов сплава, определяющие устойчивость эмиттера

1. При разработке устойчивых к воздействию воздуха эмиттеров из сплавов следует выбрать такой активный компонент сплава, который, наряду с большим сродством к кислороду, обладал бы устойчивым на воздухе окислом. К числу металлов, обладающих устойчивыми окислами, можно отнести алюминий, бериллий, хром и др.

Как известно, тончайший слой окиси ($\sim 50 \text{ \AA}$) на поверхности этих металлов в состоянии защитить металл от дальнейшего окисления; такое защитное свойство окиси отсутствует, например, у окиси бария, кальция, церия, хотя сами по себе окиси их являются устойчивыми соединениями.

Таким образом, использование бериллия, алюминия, циркония и т. д. в качестве активного компонента при разработке воздухоустойчивых эмиттеров является вполне закономерным.

2. При разработке температуроустойчивых эмиттеров из сплавов необходимо использовать более тугоплавкие компоненты, обладающие возможно меньшей упругостью пара при данной температуре. С этой точки зрения, бериллиевые эмиттеры Cu-Be и тем более Ni-Be должны быть более температуроустойчивыми, нежели магниевые сплавы, так как упругость пара бериллия намного ниже, чем магния. Тем самым начало разрушения бериллиевого сплава за счет испарения из него бериллия сдвигается в область более высоких температур.

3. Полученные нами результаты электронографического анализа показали, что в процессе длительной электронной бомбардировки происходит разрушение поверхностного окисного слоя на сплаве, так как молекула окиси диссоциирует при этом на металл и газообразный кислород. Стало быть, в поверхностном слое в процессе бомбардировки будет накапливаться свободный металл, и, чем прочнее будут удерживаться окисным слоем образующиеся атомы металла, тем устойчивее будет эмиттер из сплава, так как при сохранении свободного металла и окислении его остаточными газами возможна регенерация исходного окисного слоя.

Поскольку прочность удержания свободного металла зависит от теплоты адсорбции Q , постольку при разработке более стабильных эмиттеров из сплавов следует идти по пути сплавления металлов, у которых величина Q имеет наибольшее значение.

Как известно, теплота адсорбции Q определяется по формуле

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{L_a L_c},$$

где L_a — теплота испарения адсорбента, L_c — теплота испарения адсорбирующей среды.

При отсутствии данных по теплоте испарения для ряда соединений расчет с некоторым приближением может быть произведен путем замены (согласно правилу Трутона) значения теплоты испарения эквивалентным ему значением температуры кипения.

Расчет теплоты адсорбции, определяющей устойчивость адсорбированных слоев, показал, что величина Q больше для бериллиевых слоев, чем, например, для магниевых.

Таким образом, с точки зрения проанализированных выше требований, которыми нужно руководствоваться при поисках более температуроустойчивых и устойчивых к воздуху эмиттеров из сплавов, оказывается целесообразным переход от эмиттеров из магниевых сплавов Ag-Mg и Cu-Mg к бериллиевым Cu-Be и далее к эмиттерам на основе никеля: Ni-Be, Ni-Ti, Ni-Zr и т. д.

Никель-бериллиевые эмиттеры

Впервые эмиттеры из Ni-Be-сплава были получены Гилле [1] и Маттэсом [6] в начале 40-х годов. Более глубокие исследования эмиттеров из сплава Ni-Be были проведены лишь много лет спустя Бобенритом [7], Милле [8], а также автором доклада [9].

Осуществительной чертой процесса формирования никель-бериллиевых сплавов являются более высокие температуры формирования их по сравнению с магниевыми сплавами: процесс формирования достаточно быстро протекает при температурах $\sim 800^\circ$ (в течение нескольких минут).

Для выяснения оптимальных значений коэффициента вторично-электронной эмиссии никель-бериллиевых эмиттеров, а также для установления необходимого для активирования объема кислорода мы провели измерение коэффициента вторично-электронной эмиссии σ на разных стадиях окисления сплава Ni-Be.

Типичная серия кривых, выражающих зависимость σ от U_n для Ni-Be-сплавов и иллюстрирующих характер изменения σ на разных стадиях окисления, т. е. в зависимости от количества поглощенного плавом кислорода, изображена на рис. 1. Кривая 1 относится к начальному состоянию сплава (до активации), кривые 2 и 3 — к начальным стадиям окисления; при этом еще не были достигнуты оптимальные значения σ ($\sigma_{\max} = 6,5 \div 8$). После повторного окисления, в процессе которого 1 см^2 поверхности сплава поглотил свыше ~ 10 мкг кислорода, кривая $\sigma = f(U_n)$ идет заметно выше, и максимальные значения σ оказываются равными ~ 12 (кривые 4 и 4' для разных образцов).

При дальнейшем окислении сплава Ni-Be значительное увеличение электронной эмиссии получается за счет эффекта Молтера; кривая 5 на рисунке относится к слою с максимальным коэффициентом, равным приблизительно 20 при $U_n = 350 \text{ V}$ (при $U_n = 100 \text{ V}$ ~ 25).

Таким образом, в результате губчатого формирования эмиттеров из Ni-Be-сплавов мы неизменно наблюдаем постепенный рост значений σ до 9—13 на начальных стадиях окисления и резкое увеличение электронной эмиссии при более глубоком окислении сплава за счет эффекта Молтера.

Кривая 5 на рис. 1 имеет резко выраженный максимум, соответствующий энергии первичных электронов $U_n = 300 \text{ V}$, переходящий затем в круто нисходящую ветвь.

Резкое понижение электронного тока при больших U_n объясняется, очевидно, тем, что первичные электроны, обладающие большой скоростью, вызывают значительную «индуцированную» проводимость поверхностного окисного слоя на сплаве, что приводит к снижению градиента потенциала электрического поля в пленке и уменьшению молтеровской эмиссии. Следует отметить, что аналогичный характер кривых $\sigma = f(U_n)$ при наличии молтеровской эмиссии наблюдался в свое время Рунновым и Кульварской для пленок KCl [9].

Интересна зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от потенциала коллектора для сплава Ni-Be. Для слоев, обладающих $\sigma = 9\text{—}13$, при $U_k = 60\text{—}70 \text{ V}$ наступает насыщение тока эмиссии, между тем как при более глубоком окислении образцов Ni-Be-сплава такое насыщение отсутствует, и увеличение U_k в определенных пределах приводит к резкому росту коэффициента σ . Так, в случае, показанном на рис. 2, при $U_k = 30 \text{ V}$ σ достигает значения ~ 80 (а в некоторых случаях — 280). При значениях потенциала коллектора, превышающих 30 V , наблюдается падение σ до 23 при $U_k = 50 \text{ V}$; этот спад эмиссии обусловлен, по видимому, пробоем активного слоя на сплаве Ni-Be

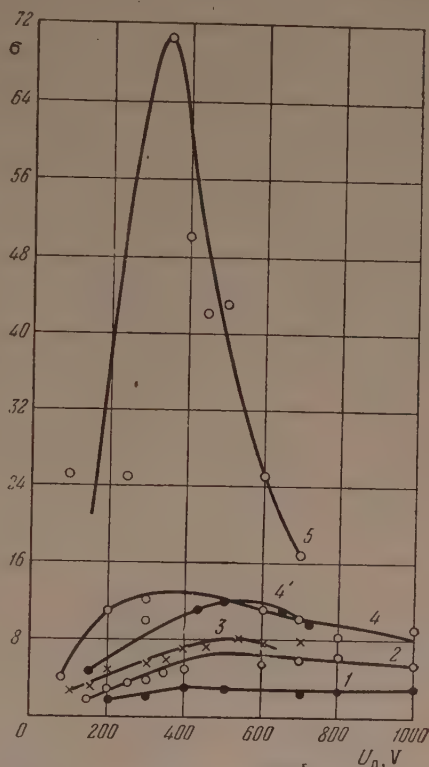


Рис. 1. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии σ от скорости первичных электронов для сплава Ni-Be на разных стадиях окисления образцов: 1 — неокисленный образец, кривые 2, 3, 4, 5 относятся к последовательно возрастающей глубине окисления

под влиянием возникающих больших градиентов потенциала в поверхностном слое.

Для слоев с высоким значением σ мы проводили измерения вторичной эмиссии в зависимости от силы первичного тока $I_{\text{п}}$. Результаты подобных

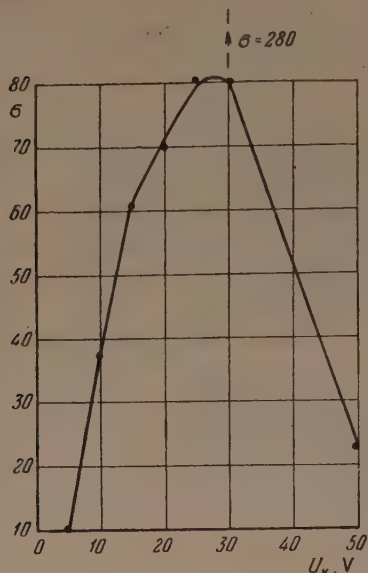


Рис. 2. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от потенциала коллектора при аномально высоких коэффициентах σ сплава Ni-Be

измерений представлены на рис. 3. Кривая имеет крутой нисходящий участок, переходящий затем, начиная со значения $I_{\text{п}} = 1 \div 1,5 \mu\text{A}$, в участок с медленным падением; в области значений $I_{\text{п}} = 2,0 \div 10 \mu\text{A}$ наблюдается постоянство значений σ ($\sigma \approx 6,7$).

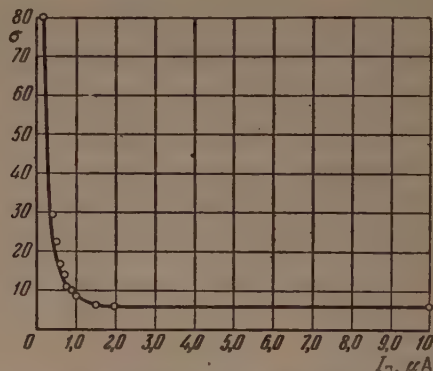


Рис. 3. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от силы первичного тока при аномально высоких коэффициентах σ сплава Ni-Be ($U_{\text{п}} = 800$ V, $U_{\text{к}} = 30$ V)

Указанные кривые $\sigma = f(I_{\text{п}})$ для Ni-Be-сплава совпадают с аналогичными кривыми, полученными ранее для слоев $[\text{Al}]-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Cs}_2\text{O}$; однако они отличаются от соответствующих ха-

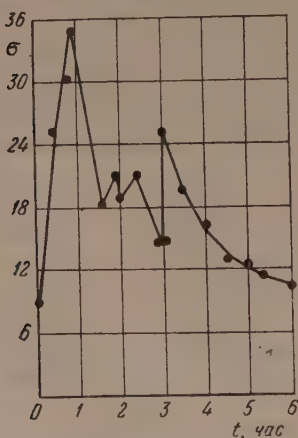


Рис. 4. Кривая, характеризующая изменение аномально высоких значений σ при длительной электронной бомбардировке ($I_{\text{п}} = 0,1 \mu\text{A}$, $U_{\text{п}} = 80$ V, $U_{\text{к}} = 200$ V)

рактеристик для слоев KCl, так как для последних, по данным Зернова и Кульварской [10], характерно наличие восходящего участка в интервалах $I_{\text{п}}$, не превышающих $0,2 \mu\text{A}$.

Различный характер зависимостей $\sigma = f(U_{\text{п}})$, $\sigma = f(U_{\text{к}})$ и $\sigma = f(I_{\text{п}})$, а также приведенные выше данные по инерционности тока вторичной эмиссии, полученные для Ni-Be-сплава на разных стадиях окисления (для образцов с $\sigma = 9-13$ и $\sigma = 70-80$), свидетельствуют о том, что в первом случае имеет место вторично-электронная эмиссия, а во втором — холодная эмиссия электронов из металлической подложки.

Кривая, изображенная на рис. 4, дает характерное изменение с временем σ образца сплава Ni-Be, подвергнутого глубокому окислению, при непрерывной электронной бомбардировке при $I_{\text{п}} = 0,1 \mu\text{A}$ и $U_{\text{п}} = 80$ V; начальное значение σ , равное 35, после ~ 6 часов непрерывного облучения снизилось до $\sigma = 10$.

Следует отметить, что после кратковременного отдыха (после 3-часовой работы) наблюдался некоторый рост σ эмиттера относительно последнего значения, после чего вновь продолжался спад эмиссии.

При нагревании эмиттера из Ni-Be-сплава с аномально высокими значениями σ до $800-850^\circ$ вторично-электронная эмиссия его резко падала, и коэффициент σ при этих температурах оказывался равным 4—5 ($U_n = 400V$); однако после охлаждения сплава до комнатной температуры коэффициент σ вновь возрастал до прежнего значения. При многократном повторении процессов нагревания и охлаждения образцов Ni-Be-сплавов с аномально высокими значениями σ мы неизменно наблюдали воспроизводимость начальных значений σ . Стало быть, нагревание до $\sim 850^\circ$, хотя и приводит к падению σ , не сопровождается необратимыми изменениями слоя.

Длительное соприкосновение с воздухом образца активированного Ni-Be-сплава (в течение 40 час) не приводит к разрушению слоя, и вторично-эмиссионная способность его остается той же.

В заключение остановимся на явлении инерционности формирования и затухания электронной эмиссии Ni-Be-сплавов с аномально высокими σ , наблюдаемом при включении первичного тока. Первичный ток включался приложением синусоидального напряжения к управляющему электроду. При длительности импульса первичного тока порядка долей миллисекунды (до 1 мсек) вторично-электронный ток не успевает достигнуть максимальной величины. При подаче импульса большой длительности (свыше 1 мсек) инерционность явления не обнаруживалась, и мы наблюдали импульсы вторичного тока максимальной величины. Интересно отметить, что примерно такое же время формирования вторичного тока ($1,3 \cdot 10^{-3}$ сек) было определено Джекобсом [12] и другими авторами для слоев MgO, обладающих коэффициентом σ , равным 70.

При помощи электрографического анализа было установлено, что эмиссионная способность сплава Ni-Be обусловлена слоем BeO.

Никель-циркониевые эмиттеры

С точки зрения устойчивости окисных слоев на воздухе, весьма низкой упругости пара циркония и достаточно высокой теплоты адсорбции использование циркония в качестве активного компонента в сплаве с никелем должно привести к образованию более температуроустойчивых сплавных эмиттеров Ni-Zr, чем бериллиевые сплавы. Ниже будут приведены результаты исследования вторично-электронной эмиссии NiZr-сплавов, содержащих $\sim 2\% Zr$.

Была разработана технология активирования этих сплавов, отличающаяся от ранее описанных технологий активирования таких эмиттеров более высокой температурой процесса ($\sim 900^\circ$). Критерием завершения процесса активирования служило также падение давления кислорода в системе до определенного значения.

Первоначально нами была снята зависимость $\sigma = f(U_n)$ для Ni-Zr-сплава на разных стадиях окисления. Оптимальное окисление приводит к

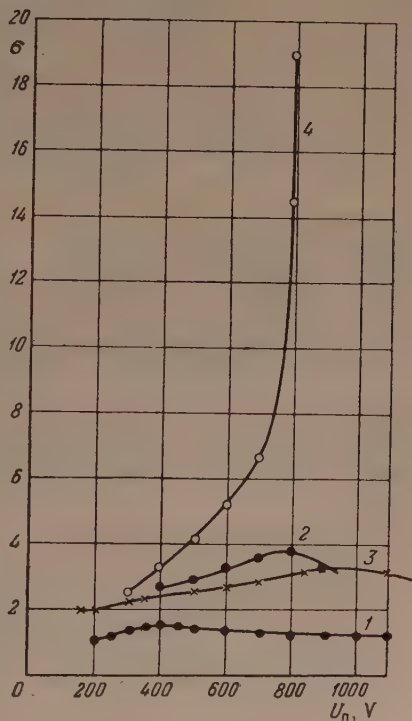


Рис. 5. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости первичных электронов на разных стадиях окисления сплава Ni-Zr: 1—неокисленный образец; 2, 3, 4 — образцы с последовательно возрастающей глубиной окисления

получению коэффициентов σ_{\max} для Ni-Zr-сплава, равных 3,5—4 при $U_{\text{п}} = 800 \div 1000$ В. При глубоком окислении сплава Ni-Zr, так же как для Ni-Be-сплава, наблюдается резкое увеличение вторично-электронного тока за счет формирования «молтеровской» эмиссии. Кривая 4 на рис. 5 иллюстрирует типичную зависимость аномально высоких коэффициентов электронной эмиссии от скорости первичных электронов.

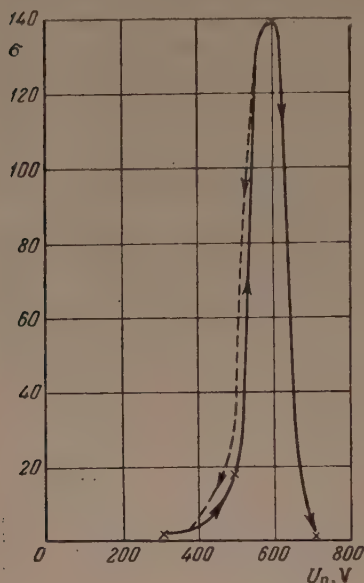


Рис. 6. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости первичных электронов для образцов сплава Ni-Zr с аномально высоким коэффициентом σ (прямой ход кривой и обратный только от максимума)

На рис. 6 показан прямой и обратный ход зависимости $\sigma = f(U_{\text{п}})$ для образца Ni-Zr-сплава, для которого в данном случае аномально высокий коэффициент σ оказался равным ~ 140 при $U_{\text{п}} = 600$ В.

Исследование температуроустойчивости эмиттеров из Ni-Zr-сплава показало, что нагревание их при 1000° и выше не приводит к необратимым изменениям и не вызывает заметного испарения компонентов сплава; перенос через воздух также не влияет на эмиссионную способность сплава Ni-Zr.

На поверхности активированных сплавов Ni-Zr обнаружена окись циркония и окись никеля.

Никель-титановые эмиттеры

Подобно никель-циркониевым сплавам, никель-титановые сплавы, содержащие $\sim 2\%$ Ti, также должны оказаться достаточно устойчивыми.

Технология активирования этих сплавов почти не отличалась от технологии

активирования Ni-Ti-сплавов.

Типичная кривая, выражающая зависимость вторично-электронной эмиссии для Ni-Ti-сплава от скорости первичных электронов, изоб-

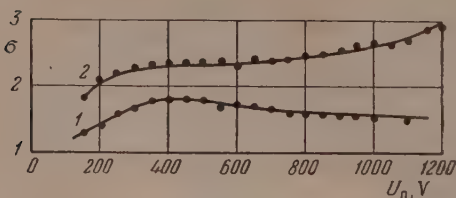


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости первичных электронов для сплава Ni-Ti: 1 — до окисления сплава, 2 — после окисления

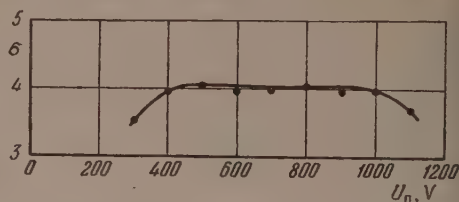


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости первичных электронов для сплава Ni-Ba

ражена на рис. 7. Кривая 1 относится к сплаву до окисления. Максимальный коэффициент вторично-электронной эмиссии для эмиттеров Ni-Ti после окисления равен 3 при скоростях первичных электронов $U_{\text{п}} = 1200$ В (кривая 2).

При увеличении глубины окисления Ni-Ti-сплава вторичная эмиссия его падает до 1,7—2. При повышении температуры сильно окисленных

образцов Ni-Ti-сплава — до $700 - 800^\circ$ коэффициент вторично-электронной эмиссии его несколько возрастает и становится равным $\sim 2,2$.

Подобно сплаву никель-цирконий, эмиттеры из никель-титановых сплавов не разрушаются при нагревании при 1000° и выше.

Никель-бариевые эмиттеры

При активировании никель-бариевых сплавов, содержащих $\sim 2\%$ Ba, получаются более высокие коэффициенты вторично-электронной эмиссии, чем для титановых сплавов. Кривая $\sigma = f(U_n)$, изображенная на рис. 8, имеет пологий вид без явно выраженного максимума; наибольшее значение σ для эмиттеров из Ni-Ba-сплавов оказалось равным $\sim 4,2$. Этот же сплав был исследован Фарнсвортом [11].

В отличие от эмиттеров из Ni-Be- и Ni-Zr-сплавов эффект Молтера на сплавах Ni-Ba не был обнаружен.

Никель-магниевые эмиттеры

Активирование сплава никель-магний, содержащего 1% магния, проводилось нами при $t = 800^\circ$. При этом был получен коэффициент $\sigma_{max} = 6,3$ при $U_n = 800$ V (рис. 9).

При нагревании эмиттера из сплава Ni-Mg до 700° значения коэффициента вторично-электронной эмиссии снижаются до $\sigma_{max} = 3,5$; однако после охлаждения первоначальные значения σ восстанавливаются, а иногда даже возрастают.

Поверхность активированных Ni-Mg-сплавов приобретает золотистый оттенок.

После повторного прогрева образца сплава при $t = 1000^\circ$ коэффициент σ вырастает до 10, а поверхность становится бронзовой. Испарение Mg при этой температуре не наблюдается, что, помимо, является следствием образования в сплаве соединения NiMg и свободного магния.

При глубоком окислении Ni-Mg-сплава наблюдается увеличение вторично-электронной эмиссии за счет эффекта Молтера.

Полученные данные по эмиттерам из Ni-Ba- и Ni-Mg-сплавам носят предварительный характер.

Выводы

Как показали проведенные исследования, образование эффективных эмиттеров из различных сплавов (магневых, бериллиевых, циркониевых и т. д.) происходит в результате применения более или менее идентичной технологии активирования. Во всех случаях контроль процесса формирования эмиттера осуществлялся по объему поглощенного сплавом кислорода. Существенное отличие отдельных процессов активирования заключалось в температурном режиме, причем пределы температур активирования повышались от магневых сплавов (нижний предел $\sim 300 - 400^\circ$) к бериллиевым, а затем к сплавам Ni-Ti и Ni-Zr (900°).

Изучение температуростойкости эмиттеров из сплавов, а также характера изменения σ с температурой позволили выявить примерные

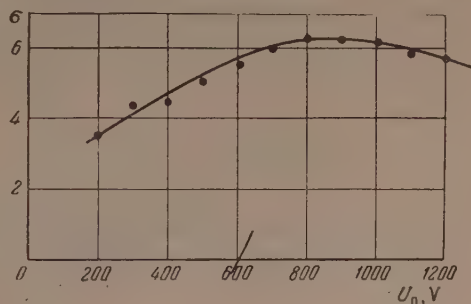


Рис. 9. Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости первичных электронов для сплава Ni-Mg

температурные области использования различных эмиттеров из сплавов. Известно, что для магниевых сплавов, содержащих 3% Mg, пределом являются температуры порядка $500 \div 550^\circ$; при продолжительном нагреве при высоких температурах сплав начинает разрушаться за счет испарения из него магния. Эмиттеры из медно-бериллиевых сплавов выдерживают длительное нагревание при более высоких температурах — порядка 750° , никель-бериллиевые при $900\text{--}1000^\circ$, никель-циркониевые — при 1000° и выше.

Ход изменения σ с температурой для некоторых из исследованных сплавов изображен на рис. 10. Кривая 1 относится к Ag-Mg, 2 — к Cu-Mg, 3 и 3' — к различным образцам сплава Cu-Be, 4 — к Ni-Be и 5 — к Ni-Zr. Последние две кривые нанесены ориентировочно, так как для этих сплавов известны σ при комнатной температуре и при 800--

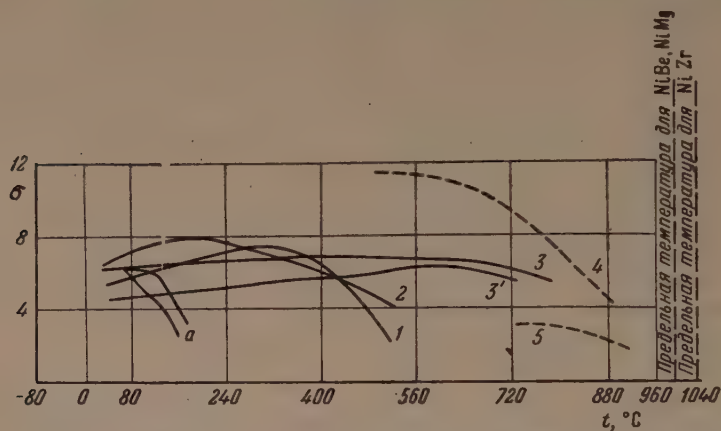


Рис. 10. Зависимости коэффициентов вторично-электронной эмиссии от температуры для исследованных сплавов: 1 — Ag-Mg; 2 — Cu-Mg; 3, 3' — для двух образцов Cu-Be; 4 — Ni-Be; 5 — Ni-Zr, а — цезиевый эмиттер (Ag-O-Cs)

900° . Вертикальные прямые указывают предельные температуры использования соответствующих эмиттеров из сплавов. Для сравнения на этом же рисунке приведены температурные зависимости σ для цезиевых эффективных эмиттеров (а), пределом использования которых являются температуры порядка 180° .

В процессе электронной бомбардировки эмиттеров из сплавов может происходить значительное нагревание эмиттера; в том случае, когда соответствующая токовая нагрузка вызывает нагревание сплава выше указанных предельных температур, происходит разрушение сплава за счет испарения одного из компонентов.

Что касается устойчивости эмиттеров к воздействию воздуха, то бериллиевые эмиттеры обладают большей устойчивостью по сравнению с магниевыми.

Полученные результаты по изучению вторично-эмиссионных свойств ряда эмиттеров из сплавов подтвердили правильность пути для поисков более устойчивых эмиттеров, намеченного на основе изучения механизма формирования эмиттеров из сплавов и анализа физико-химических свойств отдельных компонентов сплава. Устойчивость эффективных эмиттеров из сплавов возрастает при переходе от магниевых эмиттеров Ag-Mg и Cu-Mg к никель-бериллиевым и далее к никель-титановым и никель-циркониевым сплавам.

Благодаря своей температуроустойчивости исследованные сплавы на основе никеля (NiBe и др.) могут быть, повидимому, исполь-

зованы в качестве материала для катода в маломощном магнетроне, в котором во время работы прибора катоды могут нагреваться до весьма высоких температур ($\sim 1000^\circ$ и выше).

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Gille C., ZS. techn. Phys., 22, 228 (1941).
2. Arisumi, Oshida, J. Appl. Phys., Japan, 12, 269 (1943).
3. Honjo G., J. Phys. Soc. Japan, 8, 1 (1953).
4. Yoshida S., Takeda J., Ygarashi Y., Arata H., J. Phys. Soc. Japan, 8, 318 (1953).
5. Кульварская Б. С., Вайнштейн Б. К., Труды Института кристаллографии АН СССР, 1955.
6. Matthes Y., ZS. techn. Phys., 22, 232 (1941).
7. Bobenrieth A., Millet J., Teszner S., C. R., 14, 239 (1954).
8. Millet J., Le Vide, 10, 96 (1955).
9. Кульварская Б. С., Диссертация, Институт радиотехники и электроники АН СССР, 1955.
10. Зернов Д. В., Кульварская Б. С., ЖТФ, 16, 71 (1946).
11. Farnsworth H. E., Lun M. Y., J. Appl. Phys., 22, 77 (1951).
12. Jacobs H., Martin J., Brand F., Phys. Rev., 85, 441 (1952).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Б. С. КУЛЬВАРСКОЙ

А. А. Жигарев. — При каких напряжениях наблюдалась аномально высокая вторичная эмиссия?

Б. С. Кульварская. — Примерно при 300 V.

П. В. Тимофеев. — Наблюдалась ли инерционность вторичной эмиссии?

Б. С. Кульварская. — Есть данные, что Ni-Be-эмиттер инерционен.

П. В. Тимофеев. — Каков был температурный режим активации и какова порция кислорода при активации?

Б. С. Кульварская. — Активация Cu-Mg-эмиттера проводилась при температурах, превышающих 400° . При этих температурах на поверхности сплава образуется MgO; при более низких температурах образуется Cu_2O . Максимальная вторично-электронная эмиссия получается при поглощении 1 см^2 поверхности 15—20 мг кислорода.

П. Г. Борзяк. — Какова структура и топография эмиттеров?

Б. С. Кульварская. — Кроме электронографического анализа поверхности сплавов и снятия микрошлифов, никаких других структурных исследований не производилось.

П. В. Тимофеев. — Интересно более тщательно изучить характеристику тока задержки и зависимость ее от температуры. Повидимому, должны существовать участки, которые продолжительное время будут сохранять заряд. Они мало участвуют во вторично-электронной эмиссии, но их заряд может весьма сильно изменяться с изменением температуры и влиять тем самым на указанную кривую.

Полученные автором результаты подтверждают мнение, что большой коэффициент вторичной эмиссии всегда влечет за собой инерционность.

Т. М. ЛИФШИЦ

ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КОРПУСКУЛЯРНЫХ И ЖЕСТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

(Краткое содержание доклада)

При регистрации корпускулярных, а также ультрафиолетового и рентгеновского излучений в некоторых случаях оказывается целесообразным использовать специальные типы электронных умножителей с катодами и эмиттерами из чистых металлов и сплавов.

Такие умножители обладают высоким коэффициентом усиления, допускают периодический выпуск воздуха и поэтому не требуют применения каких-либо входных окон при измерении низкоэнергетических корпускулярных излучений. Кроме того, эти умножители не чувствительны к видимому свету, что составляет весьма существенное преимущество для приемников ультрафиолетового излучения. Наконец, весьма низкая термоэмиссия поверхностей металлов и сплавов при комнатной температуре позволяет, несмотря на относительно малую эффективность металлических катодов к ультрафиолетовым и рентгеновым лучам, регистрировать слабые потоки этих излучений с большим отношением сигнала к шуму, чем это возможно со стандартными фотоумножителями.

В разработанных автором электронных умножителях в качестве эмиттера использован активированный Cu-Al-Mg -сплав. Этот эмиттер при весьма простой технологии активации (закрывающейся в прогреве в печи при температуре 450° в атмосфере кислорода) обеспечивает высокое и хорошо воспроизводимое значение коэффициента вторично-электронной эмиссии, равное $\sigma = 6 \div 7$ при энергии первичных электронов $U_p = 300 \text{ V}$.

В 13-каскадных умножителях при рабочем напряжении 4 kV коэффициент усиления составлял $10^9 - 10^{11}$. Число «темновых» импульсов умножителей при указанном усилении не превышало 5—8 в минуту.

При выпуске воздуха в умножитель его коэффициент усиления снижается в среднем в два раза за каждые 100 час пребывания на воздухе. Коэффициент усиления полностью восстанавливается после прогрева электродной системы умножителя в вакууме при температуре 450° .

Для регистрации ультрафиолетового излучения электродную систему умножителя помещали в колбу с кварцевым окном, и первый электрод в нем изготовлялся из тщательно обезгаженных платины или тантала. С такими умножителями оказалось возможным регистрировать ультрафиолетовое излучение с длиной волны $3000 \div 1900 \text{ \AA}$. Минимально обнаруживаемый поток ультрафиолетового излучения при $\lambda = 2500 \text{ \AA}$ составлял $2,5 \cdot 10^3$ квант сек^{-1} , что соответствует энергии $1,6 \cdot 10^{15} \text{ W}$.

Фотоумножители с катодами из тяжелых металлов и со сплавными эмиттерами использовались также для регистрации рентгеновского излучения, в частности в аппаратуре рентгенодефектоскопии.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Т. М. ЛИФШИЦА

В. Л. Грановский. — Какую наибольшую величину тока можно получить на выходе умножителя?

Т. М. Лифшиц. — При 10 mA на выходе уже обнаруживается утомление. Ремендуются меньшие токи.

В. Л. Грановский. — Какой разброс параметров у умножителей?

Т. М. Лифшиц. — У ста образцов умножителей разброс усиления бывает в пределах $10^9 \div 10^{11}$.

П. Г. БОРЗЯК, В. Ф. БИБИК И Г. С. КРАМАРЕНКО

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭФФЕКТА
СЕРЕБРЯНО-КИСЛОРОДНО-ЦЕЗИЕВЫХ ФОТОКАТОДОВ

1. Хотя история серебряно-кислородно-цезиевого (с.-к.-ц.) фотокатода насчитывает уже четверть века и он давно нашел широкие важнейшие практические применения, его природа как фотоэлектронного эмиттера до сих пор не может считаться установленной. Долгое время являлась господствующей известная точка зрения де-Бура [1], разделяемая многими физиками и поныне.

Некоторая критика этих взглядов [2], успехи физики полупроводников и успехи в исследовании сурьмяно-цезиевого полупроводникового фотокатода способствовали стремлению и с.-к.-ц. фотокатод представить как полупроводниковый [3]. Однако и та и другая точки зрения основаны преимущественно на аналогиях, а не на непосредственных экспериментальных данных. Изучались (или привлекались изученные) явления на других объектах, а затем постулировалось, что именно эти, желательные для данной точки зрения, явления и особенности, достоверно характеризующие другие объекты, свойственны и с.-к.-ц. катоду, и именно они определяют его поведение как фотоэлектронного эмиттера.

Если де-Бур постулировал, что с.-к.-ц. катод является пленкой адсорбированных на «промежуточном» диэлектрическом слое атомов цезия, а совсем не принимал во внимание серебра, то позднейшие авторы [3] постулируют, что с.-к.-ц. катод по существу является пленкой примесного полупроводника (окись цезия) и что именно наличие атомарной примеси цезия и серебра определяет его фотоэлектрические свойства. При этом предполагается, что возбуждение электронов из локальных центров, образованных атомами цезия, обуславливает чувствительность фотокатода в области длинноволнового максимума (750 ± 50 мμ). Коротковолновый максимум в близкой ультрафиолетовой области (около 360 мμ) таким же образом связывается с атомарной примесью серебра. Поскольку такая точка зрения вошла в монографическую литературу, она в последнее время находит большое распространение.

Известно, что с.-к.-ц. фотокатод состоит из смеси микрочастиц серебра и окиси цезия. Поэтому прежде всего должен возникнуть вопрос о роли свойств фотокатода этих структурных компонентов. В обеих названных выше гипотезах предполагается, что первый из этих компонентов (частицы серебра) к свойствам фотокатода непосредственного отношения не имеет (имеет значение только атомарная примесь серебра в окиси цезия). Представлялось желательным подвергнуть этот вопрос экспериментальной проверке. Для выяснения роли в свойствах фотокатода каждого из этих структурных компонентов мы считали целесообразным сперва исследовать каждый из них в отдельности, а затем и составленный из них катод.

2. Раздельные микрокристаллические частички серебра можно получить при конденсации паров небольшого количества серебра на стеклянной подложке. При конденсации на такой подложке пленки переменной «толщины» можно получить широкую гамму серебряных микрообразований вплоть до сплошной пленки массивного металла [4]. В настоящей работе мы подвергли изучению некоторые оптические и фотоэлектриче-

ские свойства таких пленок в ультрафиолетовой области спектра в дополнение к тому, что было сделано раньше [5] для более длинноволновой области. Для этой цели пленки конденсировались на внутренней поверхности стенки цилиндрического баллона из увиолевого стекла. Красная граница фотоэффекта из серебра находится около 260 мμ, мы же имели возможность пользоваться спектральной областью с длинами волн лишь до $\lambda \approx 250$ мμ. Поэтому для сдвига красной границы фотоэффекта, а также для приближения к реальным условиям нахождения частиц серебра в составе с.-к.-ц. катода мы исследовали пленки с адсорбированным на

них цезием. Контрольные опыты показали, что адсорбция цезия заметно не влияет на оптические свойства пленки серебра.

Прежде всего измерялись кривые распределения вдоль пленок их оптической прозрачности

$$D = f(l),$$

где l — расстояние вдоль пленки, в направлении градиента ее толщины, от произвольно выбранной точки.

Пример результатов таких измерений для некоторых значений λ показан на рис. 1. Кривая распределения, например, для $\lambda = 405$ мμ имеет характерную форму, по которой легко определить область, где начинается переход от сплошной пленки серебра к ее диспергированному состоянию [4]. С этим переходом и связана аномалия в ходе прозрачности в за-

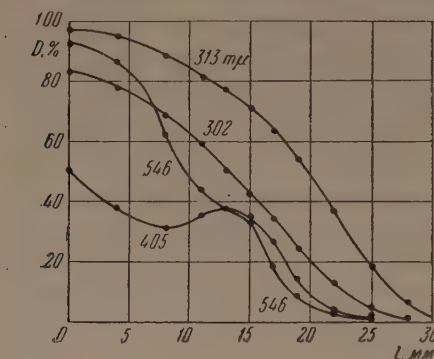


Рис. 1. Распределение вдоль пленки серебра переменной «толщины» с адсорбированными на ней атомами цезия оптической прозрачности $D = f(l)$ для света разных длин волн λ , значения которых (в мμ) отмечены соответствующими числами у кривых. Пленка «утолщается» с уменьшением расстояния l от произвольно выбранной точки

висимости от l или от «толщины» пленки, выражающаяся в появлении максимума. Этот максимум на характеристике прозрачности, как было отмечено еще Морозовым и Бутсловым [4], исчезает для длинных волн.

Можно было предположить, что аномалия эта связана с механической неоднородностью пленки (разрывы между отдельными пятнами); размеры неоднородностей малы по отношению к длинным волнам и поэтому не проявляются. Однако этими авторами было показано, что в любом месте пленки серебра переменной «толщины» и при длинноволновом и при коротковолновом (видимом) свете наблюдается зеркальное отражение света (отсутствие рассеяния). Поэтому нужно считать, что неоднородности малы и по сравнению с короткими длинами волн. Кроме того, как видно из рис. 1, при переходе к еще более коротким волнам ($\lambda < 316$ мμ) максимум на кривых прозрачности опять исчезает. Эти обстоятельства, вероятно, свидетельствуют о том, что при переходе от сплошной серебряной пленки к диспергированной изменение оптических свойств обусловлено не просто изменением только «эффективных» значений оптических констант, а тем, что мы имеем дело, как уже отмечалось в [5], с изменением оптических свойств по существу. Именно то обстоятельство, что характер кривых прозрачности меняется при переходе через полосу прозрачности серебра, т. е. при заведомом изменении природы оптического поглощения в серебре, является свидетельством в пользу такого заключения.

На основании данных типа, приведенных на рис. 1 для участков пленок, соответствующих разным значениям l , получены спектральные характеристики прозрачности:

$$D = f(\lambda).$$

Семейство таких характеристик для той же пленки, к которой относится рис. 1, представлено на рис. 2. Число возле каждой кривой соответствует определенному значению l на рис. 1. Кривая с числом 22 характеризует сплошную пленку серебра и отображает характерную оптическую особенность серебра — наличие полосы прозрачности с максимумом при $\lambda = 316$ мμ.

Так как при переходе к микрокристаллитам можно ожидать изменения оптических характеристик [6], то для нас представляет интерес, в частности, вопрос о сохранении указанной особенности у мелких серебряных образований. Из данных рис. 2 мы получаем утвердительный ответ на этот вопрос. Полученные на рис. 2 характеристики по своему виду похожи на приведенные в работе Асао [2], за исключением хода в самой коротковолновой части исследуемой области.

Так как с поглощательной способностью веществ обычно связана их отражательная способность и с уменьшением поглощения уменьшается и отражение, то можно сделать заключение об оптическом влиянии частиц серебра в толстой катодной пленке на спектральную характеристику фотоэффекта. В области около 316 мμ серебряные частицы отражают меньше падающего на них света, чем в соседних спектральных участках.

Поэтому меньше света попадает в приповерхностный, эмиттирующий электроны слой катода. Такую же роль в общем случае играет и серебряная подложка под катодной пленкой. На спектральной характеристике фотоэффекта в области около 316 мμ может поэтому получиться более или менее выраженный минимум, что в действительности для с.-к.-ц. катодов и наблюдается.

Далее для тех же пленок серебра переменной толщины с адсорбированным цезием снимались фотоэлектрические характеристики. На рис. 3 представлены для некоторых значений λ кривые распределения fotocувствительности вдоль той же пленки, к которой относятся данные рис. 1 и 2. Резкое спадание кривых в сторону малых «толщин» пленки связано с потерей проводимости вдоль нее вследствие диспергирования [4].

Интересно, что при изменении λ при переходе от значений $\lambda > 316$ мμ к значениям $\lambda < 316$ мμ характер кривых распределения меняется — исчезает максимум в области $l \approx 13$ мм. Возможно, это связано с изменениями природы поглощения света при переходе через полосу прозрачности, а также при переходе от одной структуры пленки серебра к другой.

Были построены для разных участков пленки, показанных значениями l у кривых, представленные на рис. 4 спектральные характеристики фотоэффекта. К сожалению, из-за отсутствия вдоль «пленки» серебра проводимости не могут быть обычными методами сняты спектральные характеристики для всех участков с различными размерами частиц. Из представленных на рис. 4 кривых к наименьшей «толщине» пленки относится кривая 3. Она относится к той области, где пленка уже диспергирует, но между

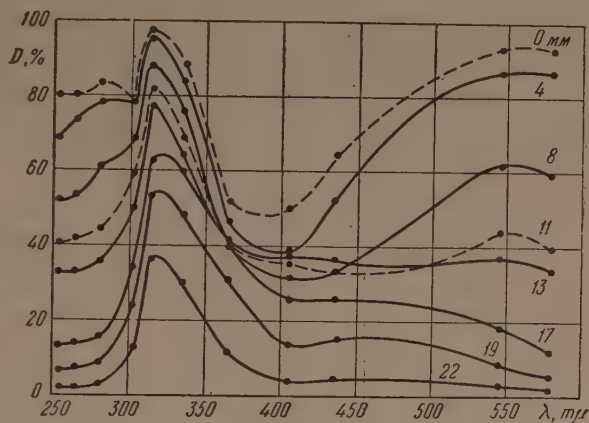


Рис. 2. Спектральные характеристики прозрачности $D = f(\lambda)$ участков той же пленки, что дана на рис. 1. Числа у кривых показывают значения абсцисс l из рис. 1 тех участков, для которых даны эти кривые

зернами еще сохраняются контакты, обеспечивающие проводимость. Кривые 28 и 22 характеризуют уже сплошные пленки разной толщины.

Особенностью всех приведенных спектральных характеристик является наличие минимума, связанного с максимумом прозрачности серебра около 316 мμ. Этот минимум объясняется тем, что хотя света в этом спектральном участке отражается от пленки и меньше, но еще меньше его поглощается в эффективном слое серебра, из которого могут выходить фотоэлектроны. Благодаря этому минимуму на кривых, растущих от длинных волн к корот-

ким, в области около 340 мμ образуется максимум. Интересной особенностью кривых является то, что и слева от $\lambda = 316$ мμ на них имеются максимумы.

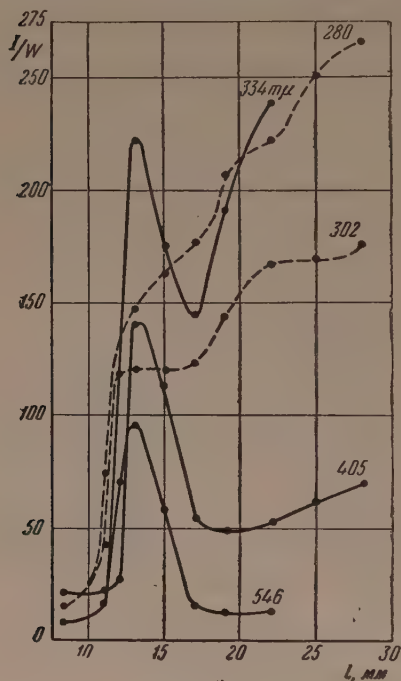


Рис. 3

Рис. 3. Распределение вдоль той же пленки, что дана на рис. 1, фоточувствительности $I/W = f(l)$ для света разных длин волн, значения которых (в мμ) даны у соответствующих кривых

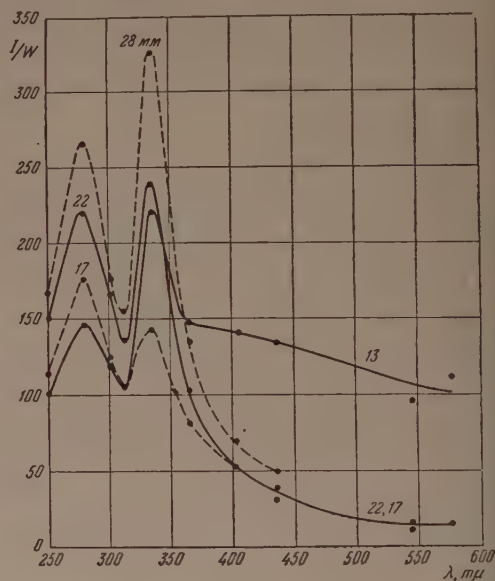


Рис. 4

Рис. 4. Спектральные характеристики фотоувствительности $I/W = f(\lambda)$ участков той же пленки, что дана на рис. 1. Числа у кривых дают значения абсцисс l из рис. 1 или 3

При переходе к участку диспергированной пленки (кривая 13) спектральная характеристика фотоэффекта в длинноволновой области взятого спектрального участка заметно отклоняется от хода остальных характеристик. Это может служить свидетельством в пользу того положения, что переход к мелким металлическим образованиям может влиять на характеристики фотоэффекта [6].

При переходе от пленок Ag-Cs к Ag-Cs-O-Cs [5] спектральные характеристики фотоэффекта получаются такого же вида, как и на рис. 4.

3. Для изучения свойств второго структурного компонента с.-к.-ц. катода — пленок окиси цезия мы получали последние также в баллончиках из увиолевого стекла. Процесс их получения сводился к следующему. На охлажденную внутреннюю поверхность баллончика конденсировалась пленка цезия, окислявшаяся затем до Cs_2O_4 [7]. Последняя обрабатывалась в парах цезия при температуре свыше 150° для перевода ее в фотоувствительную пленку окиси цезия. Раньше [7] отмечалось, что цезирование однородной пленки Cs_2O_4 приводило к получению мелкодисперсной мутной пленки Cs_2O . Однако в данной работе мы уже получали однородные,

хорошие в оптическом отношении Cs_2O -пленки большой площади. Для полученных таким образом однородных пленок и снимались их спектральные характеристики прозрачности $D(\lambda)$.

На рис. 5 кривая 1 представляет собой характеристику

$$(1 - D) = f(\lambda)$$

одного из образцов пленки Cs_2O_4 до обработки парами цезия; кривая 2 — окончательную пленку окиси цезия. В первом приближении $(1 - D)$ характеризует нам поглощение пленки.

Следует отметить, что полученные нами результаты для оптической характеристики Cs_2O -пленок не согласуются с данными Рауха [8], определявшего спектральную зависимость коэффициента поглощения для Cs_2O . Полученная им характеристика в произвольных относительных единицах

изображена на рис. 5 кривой 3. Из краткой статьи Рауха не ясна технология получения пленки. Там написано, что автор осаждал цезий на охлаждаемую жидким воздухом кварцевую подложку, но о дальнейшем процессе сказано только следующее: «В заключение пленка была окислена атомарным кислородом». Данных о дозировании компонентов в статье не приводится. Поэтому неясно, что же собой представляли его пленки, ибо получить пленку Cs_2O просто окислением цезия можно только случайно.

Ни термоэлектронные, ни фотоэлектронные свойства пленок Раухом не указаны. Не ясно также, как определялась толщина его пленок для получения коэффициентов поглощения. Во всяком случае его характеристика не похожа ни на нашу характеристику для Cs_2O_4 , ни на характеристику для Cs_2O , а занимает какое-то промежуточное положение, качественно характеризуясь наличием острого максимума при $\lambda \approx 376$ мμ. Возможно, что эти данные относятся к какой-то окисленной пленке цезия, не являющейся ни Cs_2O_4 , ни Cs_2O -пленкой.

Из вида кривой 2 рис. 5 мы заключаем о наличии для пленок окиси цезия в ультрафиолетовой области сильного собственного поглощения, заходящего своим длинноволновым краем и в видимую область, чем и обуславливается желтый цвет пленок. Из этих данных можно приблизительно оценить границу собственного оптического поглощения и соответствующую ширину так называемой запрещенной зоны нашей полупроводниковой пленки, равной около 2eV. Такая же характеристика поглощения для Cs_2O_4 значительно сдвинута в более коротковолновую сторону; она показывает, что граница собственного поглощения этой пленки лежит в ультрафиолетовой области, почему пленки совершенно прозрачны в видимом свете.

Для пленок окиси цезия снимались спектральные характеристики фотоэффекта. Результаты для пленки, к которой относится кривая 2, показаны кривой 4. В ультрафиолетовой области мы имеем дело с интенсивным фотоэффектом за счет собственного оптического поглощения, в видимой области, очевидно, — с примесным фотоэффектом.

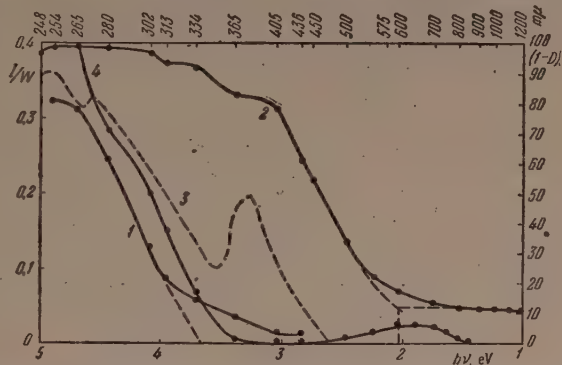


Рис. 5. Спектральные характеристики оптического поглощения $(1 - D) = f(h\nu)$ и внешнего фотоэффекта $I/W = \varphi(h\nu)$ кислородно-цезиевых пленок: 1 — пленки Cs_2O_4 , 2 — пленки Cs_2O , полученной из предыдущей Cs_2O_4 , 3 — пленки Cs_2O по Рауху [8], 4 — характеристика внешнего фотоэффекта для пленки Cs_2O

Из разницы в положениях красных границ собственных фотоэффекта и поглощения можно оценить высоту потенциального барьера над дном зоны проводимости, равную для данного случая около 1eV . Эта так называемая «внешняя работа выхода» электрона меняется от образца к образцу, достигая в лучших случаях значения около $0,5\text{--}0,6\text{eV}$. В соответствии

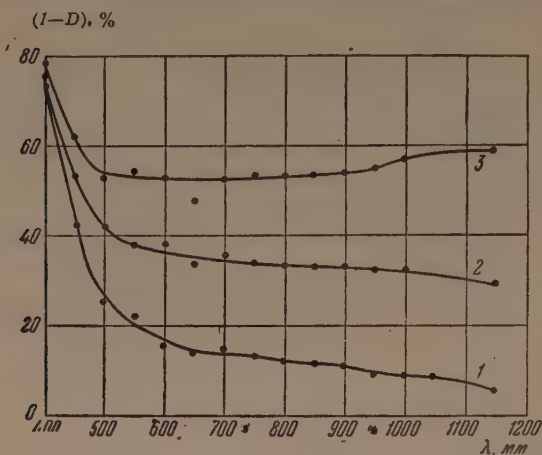


Рис. 6. Изменение оптического поглощения пленок Cs_2O при внесении в них серебра: 1 — поглощение исходной пленки Cs_2O , 2 — после напыления на нее некоторого количества серебра при комнатной температуре, 3 — после напыления на нее оптимального количества серебра с последующим прогреванием катода

с этим и чувствительность таких образцов сильно возрастает и в области около 250 мкм может даже превысить чувствительность сурьмяно-цезиевого катода.

Большая чувствительность кислородно-цезиевых пленок в ультрафиолетовой области наводит на мысль, что именно окисью цезия в основном определяется и чувствительность с.-к.-ц. катодов в этой области. Такое заключение было бы справедливо, если бы чувствительность диспергированных серебряных пленок (с уменьшенной работой выхода) была заметно меньше. Это действительно и подтверждается на опыте.

В таблице показан пример сравнения чувствительностей Cs_2O -пленки (I_1) и Ag-Cs -пленки (I_2) для разных λ .

При дальнейшем изменении работы выхода электрона из серебра путем перехода к более сложным покрытиям: Cs-O-Cs и т. д., чувствительность такого катода сильно изменяется в длинноволновой области [5] и сравнительно мало в ультрафиолетовой. Поэтому следует ожидать, что введение в окись цезия частиц серебра, сильно повышая чувствительность катода в длинноволновой области, в ультрафиолетовой области может ее только уменьшить, уменьшая эффективную эмиттирующую площадь более чувствительной окиси цезия.

4. Далее мы производили сопоставление свойств кислородно-цезиевых катодов без серебра и тех же катодов после внесения в них серебра.

На рис. 6 показаны характеристики $(1-D)=f(\lambda)$ для исходной кислородно-цезиевой пленки (кривая 1), для той же пленки после напыления на нее некоторого количества серебра при комнатной температуре (кривая 2) и после дальнейшего напыления серебра примерно до оптимального его количества с последующим прогревом катода (кривая 3). При внесении в катодную пленку серебра ее поглощение сильно возрастает в длинноволновой области. При переходе к более коротким λ дополнительная доля поглощения от привнесения серебра все уменьшается и в ультрафиолетовой области это привнесение очень мало влияет на большое начальное поглощение пленки.

Об изменениях фотоэлектрических свойств катода, к которым приводит

Сравнение спектральной чувствительности Cs_2O -пленки (I_1) и Ag-Cs -пленки (I_2)

λ , мкм	I_1/I_2	λ , мкм	I_1/I_2
546	0,5	313	36,4
435	0,9	302	44,8
405	2,3	280	26,7
365	7,3	265	20,4
334	15,8	254	21,0

внесение в него серебра, можно судить по данным рис. 7 и 8. Первый рисунок дает картину изменения этих свойств для видимой и инфракрасной областей. Кривая 1 представляет собой зависимость фототока (не отнесенного к равным энергиям падающего на катод света) от длины волны света для исходной к.-ц. пленки. Кривая 2 показывает ту же зависимость, полученную после напыления на пленку при комнатной температуре некоторого количества серебра (соответствует кривой 2 на рис. 6). Кривая 1' показывает вид кривой 1, приведенной к одинаковому значению максимума с

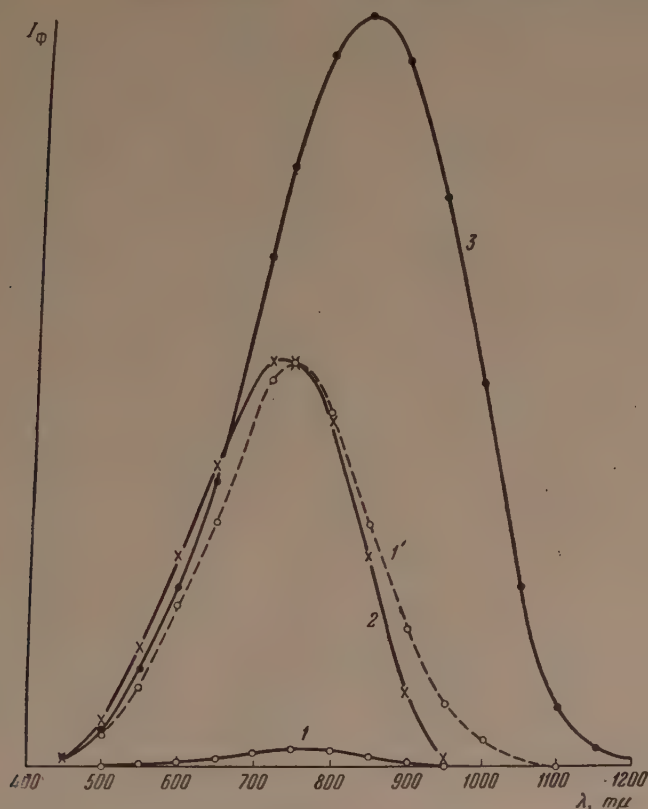


Рис. 7. Изменение фоточувствительности кислородно-цезиевого катода в длинноволновой области при внесении серебра: 1 — спектральная характеристика внешнего фотоэффекта (не пересчитанная на единицу падающей световой энергии) исходной пленки Cs_2O , 2 — после внесения в нее некоторого количества серебра при комнатной температуре, 3 — после внесения в нее оптимального количества серебра с последующим прогреванием катода

кривой 2. Кривая 3 получена после напыления примерно оптимального количества серебра с последующим прогреванием катода (соответствует кривой 3, рис. 6).

Сопоставляя кривые 1 и 2, мы видим, что напыление на поверхность к.-ц. катода серебра и при комнатной температуре приводит к очень большому увеличению длинноволновой чувствительности. За счет чего это может произойти? Говорят [3], что длинноволновая чувствительность с.-к.-ц. фотокатода определяется атомарной примесью цезия в Cs_2O . Но напыление на поверхность катода серебра не могло увеличить концентрацию примеси цезия. Можно было бы думать, что длинноволновую чувствительность ошибочно связывают с цезием, может быть, она связана именно с атомарной примесью серебра. Однако это требует допущения быстрой

диффузии серебра в решетку окиси цезия при комнатной температуре, что является слишком мало вероятным.

С другой стороны, видно, что с напыляемой пленкой серебра что-то происходит, иначе поверхность катода покрылась бы сплошной пленкой серебра и он бы не только не увеличил свою чувствительность, а и совсем бы ее потерял. Очевидно, что и при комнатной температуре происходит диспергирование тонкой пленки серебра, как это установлено для стеклянных и других подложек [4].

Вероятно, свободный цезий, имеющийся в исходной катодной пленке, лучше адсорбируется на серебре, чем на окиси цезия, что приводит к уходу

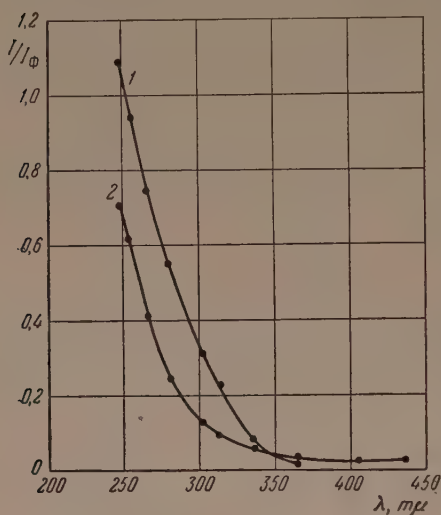


Рис. 8. Изменение фоточувствительности кислородно-цезиевого катода в ультрафиолетовой области при внесении серебра: 1 — характеристика относительной (по отношению к сурьмяно-цезиевому фотокатоду) чувствительности Cs_2O -катода, 2 — та же характеристика после внесения в катод оптимального количества серебра

2 и 3 показывает, что прогревание катода способствует обволакиванию зерен серебра активной пленкой, снижающей работу выхода.

Очевидно, при комнатной температуре явление агрегации серебра не проходит до конца [4], а повышение температуры способствует довершению этого процесса и одновременно связанного с ним процесса самообволакивания зерен серебра окисью цезия, что приводит к сдвигу порога фотоэффекта в более длинноволновую сторону. Во всяком случае, из сравнения кривых 1 и 3 рис. 7 видно, что различие спектральных чувствительностей пленок настолько существенно, что имеет больше смысла говорить не об улучшении свойств исходного катода, а о получении нового.

Обращаясь к рис. 8, где дана зависимость отношения фототоков исследуемого катода I и сурьмяно-цезиевого фотоэлемента, контролировавшего постоянство освещенности от монохроматора $I_{\text{ф}}$, от длины волны падающего света для случаев до введения серебра (кривая 1) и после его введения (кривая 2), мы видим, что в данном случае уже можно говорить об изменении чувствительности исходного катода. В согласии с отмеченным выше (стр. 1044) ожиданием, введение в катод серебра снижает его чувствительность в ультрафиолетовой области (переход от кривой 1 к кривой 2). Это, по видимому, действительно происходит от того, что часть поверхности катода оказывается занятой частицами серебра с плохой в этой обла-

свободного цезия с открытых кислородно-цезиевых пятен на серебро и к сдвигу красной границы фотоэффекта в более коротковолновую сторону, как это видно из сравнения кривых 1' и 2. Кривая 2 относится теперь уже не к пленке окиси цезия, а главным образом, к частицам серебра с уменьшенной работой выхода. Правда, не очень ясно, каким именно образом осуществляется это уменьшение работы выхода. Покрытие серебра одними только атомами цезия является недостаточным [5] для получения кривой 2: для этого нужно получить более сложную пленку на Ag, больше снижающую работу выхода, чем пленка Cs.

Если допустить, что между окисью цезия и серебром имеют место силы молекулярного взаимодействия, соизмеримые с прочностью решетки окиси цезия, то во время образования микрокристалликов серебра может происходить отрыв частиц окиси цезия и эти микрокристаллики могут оказаться «запачканными» окисью цезия.

Если это верно, то сравнение кривых

сти чувствительностью. Кстати, это обстоятельство указывает на то, что серебро отнюдь не диффундирует в глубь катода, а, собираясь в агрегаты, главным образом остается у поверхности.

На основании всех полученных данных во всяком случае несомненным является то, что с.-к.-ц. фотокатод нельзя рассматривать как просто пленку примесного полупроводника, как считали некоторые авторы [3]. В самом деле, обратимся к рис. 9, где показаны графики, дающие зависимость отношения чувствительности катода после напыления серебра (I_2) к чувствительности катода до напыления (I_1). Кривые 1 и 2 относятся

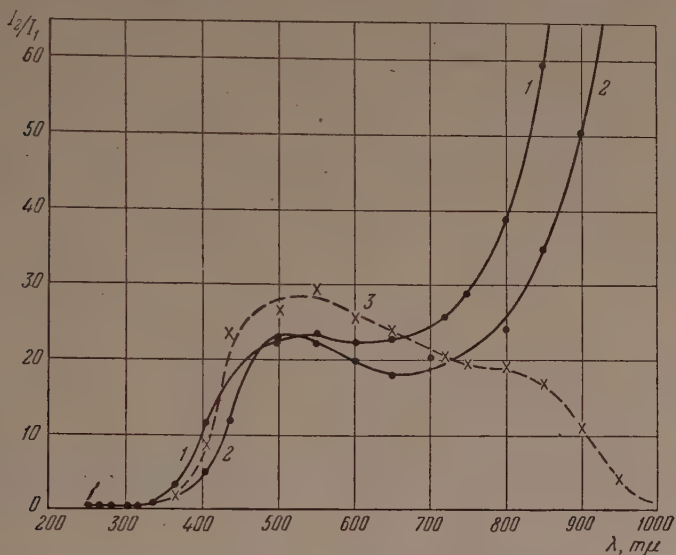


Рис. 9. Спектральные характеристики изменения чувствительности кислородно-цезиевых катодов после внесения в них серебра: 1, 2 — характеристики для двух разных образцов, полученные после введения в них приблизительно оптимальных количеств серебра с последующим прогреванием катода, 3 — характеристика для образца с количеством серебра, меньшим оптимального, внесенным при комнатной температуре

к двум разным случаям напыления серебра на к.-ц. катод с его прогреванием, причем кривая 1 соответствует кривой 3 рис. 7. Кривая 3 характеризует случай напыления серебра на к.-ц. катод без прогревания (соответствует кривой 2 рис. 7). Если бы роль серебра сводилась, как принято считать, к созданию в решетке Cs_2O локальных центров, обуславливающих фотоэлектронную эмиссию в области 350–400 мкм, то внесение серебра не увеличивало бы чувствительности, скажем, в области около 800 мкм, где ее связывают с примесными атомами цезия. На самом деле именно здесь мы получаем другой порядок чувствительности. С другой стороны, добавление серебра приводило бы к избирательному повышению чувствительности в области 350–400 мкм, чего мы не наблюдаем.

Более приемлемым, как нам кажется, представлять себе с.-к.-ц. фотокатод составным, аддитивно составленным из двух катодов разного рода: полупроводникового кислородно-цезиевого, определяющего чувствительность составного катода в ультрафиолетовой области, и дисперсно-металлического (частицы Ag , покрытые окисью цезия), определяющего чувствительность составного катода в длинноволновой области.

5. Для исходных к.-ц. катодов без серебра и для тех же катодов после внесения серебра производились наблюдения за изменением фототока во времени при сильном освещении. Результаты таких наблюдений для двух образцов представлены на рис. 10. Штриховыми кривыми показаны

изменения фототока для катодов без серебра, сплошными кривыми — для тех же катодов с серебром. Начальные фототоки приведены к одинаковым значениям ординат, своим для каждого фотоэлемента.

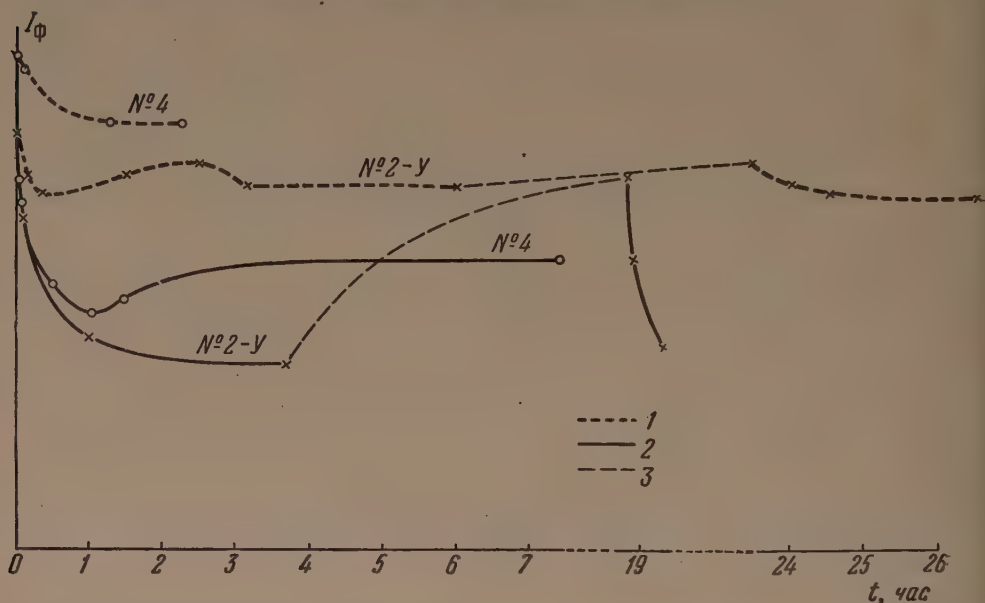


Рис. 10. Характеристики утомления кислородно-цезиевых фотокатодов: 1—кривые, относящиеся к катодам без серебра, 2 — к тем же катодам с внесенным в них серебром, 3—кривые, соответствующие темновым промежуткам времени

Из этих данных видно, что введение в катод серебра не приводит к устранению утомления, а следовательно, распространенные о природе утомления представления не отображают действительности и решение вопроса о природе утомления требует нового подхода.

Институт физики
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Де-Бур Ж. Г., Электронная эмиссия и явления адсорбции. — ОНТИ, М.—Л., 1936.
2. Борзяк П., ЖТФ, 9, 1380 (1939); Asao S., Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 22, 488 (1940); Хлебников Н. С., ЖТФ, 16, 745 (1946).
3. Хлебников Н. С., ЖТФ, 16, 745 (1946); Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, стр. 204. — ГИТТЛ, М.—Л., 1952; Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М., Электронные умножители, стр. 40. — ГИТТЛ, М.—Л., 1954.
4. Морозов П. М., Бутслов М. М., ЖТФ, 16, 857 (1946); Sennet R. S., Scott G. D., JOSA, 40, 203 (1950).
5. Борзяк П. Г., Труды ИФАН УССР, вып. 4, 11, 1953.
6. Дыкман И. М., Труды ИФАН УССР, вып. 5, 94, 1954.
7. Борзяк П. Г., ЖТФ, 20, 928 (1950).
8. Rauch W., ZS. f. Phys., 116, 652 (1940).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ П. Г. БОРЗЯКА, В. Ф. БИБИКА И Г. С. КРАМАРЕНКО

В. Л. Грановский. — В каком виде, по-Вашему, находится в слое серебро?

П. Г. Борзяк. — Я полагаю, что преимущественно в виде микрокристаллов.

А. А. Мостовский. — Каков квантовый выход фотоэлектронов в ультрафиолете?

П. Г. Борзяк. — Абсолютный квантовый выход не определялся, а проводилось сравнение спектральных чувствительностей изучаемого и сурьмяно-цезиевого катодов. При этом чувствительность изучаемого катода составляла около 50% от чувствительности кислородно-цезиевого катода в области около 250 мμ. Но, конечно, были отклонения в обе стороны.

А. А. Мостовский. — Изменяется ли структура Cs_2O при внесении Ag и не влияет ли это изменение на максимум в области 750 мμ?

П. Г. Борзяк. — Структурные исследования мы не производили и об этом ничего сказать не можем.

Н. А. Соболев. — Оценивалось ли количество серебра, вносимого в слой, в частности сравнивалось ли количество Ag с количеством Cs_2O ?

П. Г. Борзяк. — У нас проводились опыты по напылению на кислородно-цезиевые катоды пленок серебра переменной толщины. Определялись места оптимальной чувствительности полученных таким образом с.-к.-д. катодов и количества серебра, соответствующие этим оптимальным участкам. Эти количества в случае толстых пленок окиси цезия были того же порядка, что и у Асао в случае тонких пленок.

В. М. Агранович. — Сравнивалось ли поглощение серебра в слое с поглощением чистого Ag?

П. Г. Борзяк. — Такое сравнение не проводилось. Вообще говоря, подобие не обязательно должно быть ввиду различия условий кристаллизации и различия оптических сред.

К. Б. Толпыго. — Сопоставлялась ли работа выхода серебряно-кислородно-цезиевого и кислородно-цезиевого катода с привнесленным серебром?

П. Г. Борзяк. — Работа выхода последнего катода была выше.

А. И. Пятницкий. — Опровергаются ли Вами опыты Ключе?

П. Г. Борзяк. — В разных работах Ключе получались разные результаты, и у него менялась точка зрения на роль нещелочного металла в свойствах фотокатода. Чувствительность в длинноволновом максимуме он связывал с адсорбированными атомами цезия, мы считаем ее обусловленной микрокристаллитами серебра с уменьшенной работой выхода.

А. И. Пятницкий. — Не было ли детально прослежено влияние количества напыленного серебра на прозрачность катода? Не увеличивалась ли прозрачность вначале?

П. Г. Борзяк. — Такие детальные наблюдения не производились.

Г. Н. Шуппе. — При каких световых потоках измерялось утомление?

П. Г. Борзяк. — С целью сокращения времени наблюдений последние производились при больших освещенностях.

П. В. Тимофеев. — Мне кажется, что нельзя обобщать выводы из данной работы на все серебряно-кислородно-цезиевые фотокатоды, так как эти выводы основаны на применении частной методики.

Н. М. ПОЛИТОВА

**«ИЗБЫТОЧНЫЕ» СКОРОСТИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ
ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ИЗ СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВОГО КАТОДА***(Краткое содержание доклада)*

Настоящая работа посвящена детальному исследованию кривых распределения фотоэлектронов по энергиям из несенсибилизированного сурьмяно-цезиевого катода для различных длин волн падающего света ($4000\div 6300 \text{ \AA}$). Исследование распределения фотоэлектронов по энергиям производилось методом задерживающего поля в сферическом конденсаторе. Используемые в работе сферические фотоэлементы изготовлялись таким образом, что имелась возможность в одном и том же приборе при одинаковых условиях исследовать методом взаимозаменяемых катодов различные сурьмяно-цезиевые катоды, отличающиеся друг от друга либо толщиной слоя сурьмы, либо материалом подложки, и металлические катоды, служащие для контрольных измерений.

В результате исследования сурьмяно-цезиевых катодов обнаружено, что работа выхода, вычисленная из уравнения Эйнштейна (по величине максимального задерживающего потенциала и энергии кванта) не равна фотоэлектрической работе выхода, определенной по красной границе фотоэффекта. Фотоэлектрическая работа выхода исследованных сурьмяно-цезиевых катодов оказалась наиболее постоянным параметром этого катода, равным $1,83 \pm 0,02 \text{ eV}$, в то время как работа выхода, вычисленная из уравнения Эйнштейна, значительно меньше этой величины и изменяется в пределах $1,3\div 1,6 \text{ eV}$. Она различна для разных сурьмяно-цезиевых катодов и зависит от энергии падающих квантов. При изменении длины волны от 6200 до 4000 \AA эта работа выхода увеличивается примерно на $0,2 \text{ eV}$.

Для металлических катодов, исследованных в том же приборе при тех же условиях, найдено полное совпадение значений работы выхода, определенной указанными двумя методами.

Таким образом, у эмиттированных из сурьмяно-цезиевого катода электронов имеется «избыточная» скорость, т. е. скорость, большая, чем следует из закона Эйнштейна при подстановке в него фотоэлектрической работы выхода, и эта избыточная скорость уменьшается с уменьшением длины волны поглощаемого катодом света.

Автор доклада приводит одно из возможных объяснений этого явления с точки зрения гипотезы о поверхностных состояниях в сурьмяно-цезиевом катоде. С этой точки зрения вблизи поверхности катода должен образоваться двойной электрический слой, состоящий из положительного поверхностного заряда и распределенного примерно на глубину 10^{-5} см отрицательного объемного заряда. Возбужденные светом электроны, попадая под действие этого ускоряющего электрического поля, приобретают добавочную энергию, в результате чего в сферическом конденсаторе наблюдается более широкий спектр энергий фотоэлектронов по сравнению со спектром, который получился бы, если бы не было двойного электрического слоя.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Н. М. ПОЛИТОВОЙ

В. Н. Лепешинская. При какой температуре производились измерения?
Н. М. Политова. В основном при комнатной температуре. Некоторые характеристики сняты при температуре сухого льда.

А. А. Мостовский. Есть ли разница в кривых задержки между металлическими и сурьмяно-цезиевыми катодами?

Н. М. Политова. В случае сурьмяно-цезиевого катода получают избыточные скорости у электронов за счет поля поверхностного положительного заряда.

П. Г. Борзяк. Из предложенной докладчицей интерпретации полученных ею результатов следует, что глубина выхода фотоэлектронов определяется глубиной поглощения света соответствующей длины волны, а глубина поглощения света для всех меньше глубины экранирования поверхностного заряда. Это находится в противоречии с известными характеристиками сурьмяно-цезиевых фотокатодов.

Н. М. Политова. Глубина образования электронов для красного света больше, чем для синего.

А. И. Пятницкий. Как осуществляется контакт слоя с подложкой?

Н. М. Политова. Катод представлял собой кубик или пластинку, которые покрывались слоями разной толщины. Контакт осуществлялся нанесением на стекло пластины.

В. Н. Лепешинская. У Вас был не случай сферического конденсатора, раз мишень была в форме кубика, а это может вызывать, как показывает опыт, искажение кривых задержки.

Н. М. Политова. Размер кубика в 10 раз меньше размера сферы. Этого вполне достаточно, тем более что в случае металлов получены хорошие кривые задержки.

Л. Н. БЫХОВСКАЯ

**ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ
НА ФОТОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ СЛОЖНЫХ ФОТОКАТОДОВ*****Введение**

Влияние электронной бомбардировки на фотоэлектронную и термоэлектронную эмиссии различных катодов изучалось рядом авторов. Так, Ю. М. Кушнир [1] наблюдал увеличение фототока у непрозрачного кислородно-цезиевого катода после облучения его медленными электронами. Дембер [2] обнаружил сдвиг границы фотоэффекта у алюминия из ультрафиолетовой в видимую часть спектра при одновременном воздействии света и электронов. Указанные явления объяснялись зарядкой поверхности медленными электронами и последующим снятием их квантами света. Сообщалось об увеличении термотока у оксидных катодов при облучении их с электронами или светом [3—5]. Наблюдаемый эффект объяснялся авторами переходом электронов из занятой зоны в зону проводимости за счет энергии, переданной первичными электронами или квантами света, и последующим освобождением электронов из зоны проводимости.

Целью настоящей работы было исследование влияния электронной бомбардировки на фотоэлектронную эмиссию сложных фотокатодов. Исследования проводились двумя способами — электроннооптическим, путем наблюдения фотоэлектронных изображений катодов, и методом измерения фототоков до и после облучения катодов электронами.

**Электроннооптические исследования влияния электронной
бомбардировки на фотоэлектронную эмиссию сложных фотокатодов****Экспериментальная аппаратура и методика исследований**

Для электроннооптических исследований фотоэлектронной и вторично-электронной эмиссии сложных фотокатодов был разработан специальный эмиссионный микроскоп (рис. 1). Микроскоп представлял собой стеклянную отпаянную трубку с фотокатодом 1, изготовленным на подвижной стеклянной пластинке, и подвижным цилиндрическим анодом 6. Электроны, эмиттируемые фотокатодом, ускорялись электрическим полем, фокусировались магнитной палочкой линзой 12 и после поворота в однородном магнитном поле отклоняющей системы 13 попадали на флуоресцирующий экран 9. Источником первичных электронов для бомбардировки фотокатода служила специальная длиннофокусная пушка 8 с вольфрамовым катодом и конденсорной линзой 14.

При соответствующем отрицательном смещении на управляющем электроде пушка формировала узкий и однородный электронный луч (при широком пучке на экране микроскопа возникал фон, образованный электронами, отраженными от электродов и стенок трубки). Пушка и флуоресцирующий экран для наблюдения изображений катода помещались в двух боковых отростках трубки, расположенных под углами 25° к оптической

* На Советании работа была доложена Н. А. Соболевым.

оси магнитной линзы. Пучок первичных электронов отклонялся в однородном магнитном поле и падал на катод микроскопа под углом 90° . Высокое стабилизированное напряжение подавалось на катоды пушки и микроскопа от двух независимых выпрямителей, аноды заземлялись.

Скорость первичных электронов задавалась разностью потенциалов между катодами пушки и микроскопа и могла меняться от 100 В до нескольких киловольт. Магнитная линза 12 фокусировала первичные электроны на поверхность катода, где создавалось уменьшенное изображение

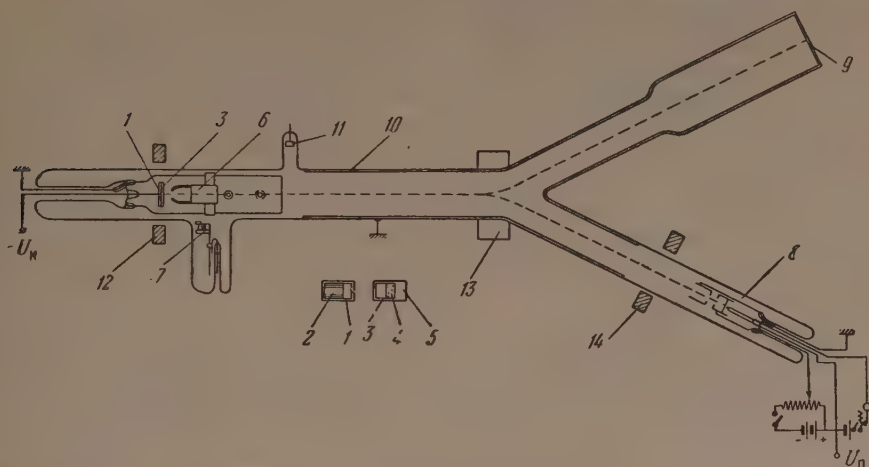


Рис. 1. Микроскоп для исследования фотокатодов: 1 — рамка с фотокатодом, 2 — фотокатод на стеклянной пластинке, 3 — рамка с флуоресцирующим экраном 4 для юстировки первичного пучка электронов, 5 — защитная крышка для флуоресцирующего экрана, 6 — подвижной анод, 7 — подвижной испаритель, 8 — длиннофокусная пушка, 9 — флуоресцирующий экран, 10 — проводящий слой, 11 — геттер, 12 — магнитная линза, 13 — магнитная отклоняющая система, 14 — конденсорная линза

первичного пучка. Диаметр пятна зависел от скорости первичных электронов и при $U_{эл} = 180$ В составлял примерно 0,5 мм.

При наладке прибора исследуемый катод закрывался подвижным никелевым экраном, покрытым в качестве люминофора проводящим слоем сублимированной окиси цинка*. Экран защищал фотокатод от воздействия электронов и одновременно позволял контролировать правильность попадания первичного пучка. Юстировка микроскопа производилась по вторично-электронному изображению экрана.

Помимо исследования фотокатодов, микроскоп мог также применяться для исследования различных вторичных эмиттеров. В этом случае пушка и катодная часть прибора монтировались на шлифах. Параметры микроскопа: электронное увеличение — до $50\times$, разрешаемое расстояние на вторично-электронных изображениях 4—5 μ , анодное напряжение в отпаянных трубках с фотокатодами — 5—6 кВ, в трубках со шлифами — до 10 кВ. Фотографирование внешнее.

На рис. 2—3 приведены в качестве примера работы нашего микроскопа вторично-электронные изображения травленного трансформаторного железа и термоэлектронное и вторично-электронное изображения оксидного катода.

В микроскопе исследовались толстые кислородно-цезиевые и сурьмяно-цезиевые катоды. Кислородно-цезиевые катоды изготавливались на слоях серебра с прозрачностью $\sim 10\%$, интегральная чувствительность кислородно-цезиевых катодов равнялась 7—8 $\mu\text{A lm}^{-1**}$, сурьмяно-цезиевого ка-

* Эти экраны были разработаны и изготовлены В. В. Голубцом.

** Без дополнительного внедрения серебра и сенсibilизации кислородом.

тогда — $40 \text{ } \mu\text{A } \text{Im}^{-1}$. Фотоэлектронные изображения катодов наблюдались до и после облучения их электронами. Освещение катодов производилось от лампы накаливания через различные широкополосные и интерференционные светофильтры. Для сопоставления фотоэлектронной эмиссии катодов до и после электронной бомбардировки половина участка катода, находящегося в поле зрения микроскопа, не подвергалась облучению электронами. Вторично-электронные изображения катодов наблюдались во время электронной бомбардировки.

Результаты исследований

В результате исследований обнаружено увеличение чувствительности толстых кислородно-цезиевых катодов в области спектра $\lambda > 600 \text{ м}\mu$ после бомбардировки электронами со скоростью $100 \div 1300 \text{ V}$ при плотности тока в несколько микроампер на квадратный сантиметр. Наибольшее увеличение чувствительности (в отдельных случаях до 20 раз) наблюдалось в длинноволновой части спектра. Через некоторое время после прекращения электронной бомбардировки чувствительность катодов возвращалась к первоначальному значению.

На рис. 4, а, б, в приведены фотоэлектронные изображения к.-ц. катода с неравномерно эмиттирующей поверхностью до и после 3-минутного облучения электронами со скоростью 1000 V при плотности тока в несколько микроампер на квадратный сантиметр. Катод освещался светом с $\lambda > 820 \text{ м}\mu$; темные пятна соответствуют местам с большей работой выхода.

По данным микрофотометрирования фотопленок, фототок с облучавшегося электронами участка катода возрос в 20 раз в области спектра $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ (рис. 4, б). Через 6 мин после прекращения бомбардировки эмиссия облученного участка катода еще в три раза превышала первоначальное значение (рис. 4, в). Вторичная эмиссия катода при скорости первичных электронов 1000 V была равномерной, несмотря на неоднородную работу выхода отдельных участков поверхности (рис. 4, г).

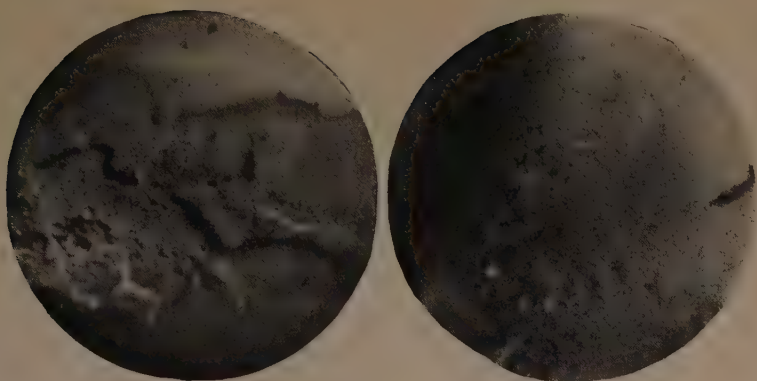
Для определения изменения спектральной чувствительности катода после электронной бомбардировки последний освещался через интерференционные светофильтры светом с различной длиной волны. Полученные результаты приведены на рис. 5. Чувствительность катода увеличивалась в области спектра $\lambda > 600 \text{ м}\mu$.

Наибольший относительный рост фототока наблюдался при $\lambda = 1007 \text{ м}\mu$. Облученный электронами участок катода давал при освещении светом с $\lambda = 1007 \text{ м}\mu$ фототок, достаточный для наблюдения и фотографирования электронного изображения, в то время как необлученный участок почти не эмиттировал (рис. 5, а).

Относительное возрастание фототока после облучения катода электронами для $\lambda = 908 \text{ м}\mu$ было в несколько раз меньше (рис. 5, б).

Увеличение чувствительности катодов зависело от времени облучения, плотности тока и скорости первичных электронов. Оптимальное время облучения колебалось для различных катодов от 2—3 мин до нескольких секунд в зависимости от условий электронной бомбардировки. С увеличением времени облучения и плотности тока чувствительность катодов вначале возрастала, достигала максимального значения, затем падала до первоначальной величины. Длительная бомбардировка катодов при большой плотности тока вызывала уменьшение чувствительности в длинноволновой части спектра. Эмиссия катодов восстанавливалась в этом случае через несколько часов после прекращения облучения. Величина оптимальной скорости первичных электронов колебалась для различных катодов от 1000 V до нескольких сот вольт.

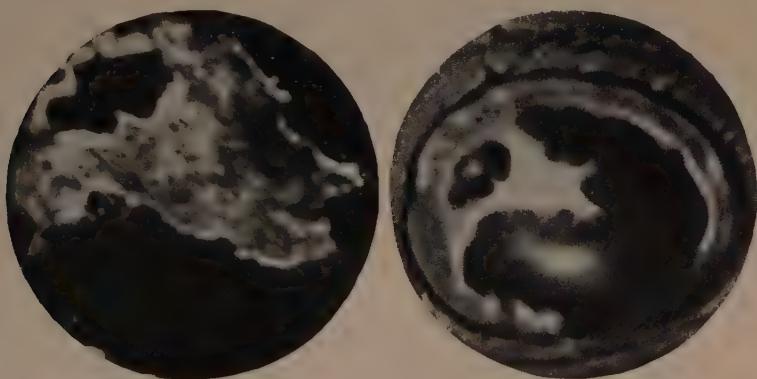
Вторичная эмиссия кислородно-цезиевых катодов была, как правило, однородной. У катодов с различной работой выхода отдельных участков



а

б

Рис. 2. Вторично-электронное изображение: *а*—трансформаторного железа (увел. электр. 25×, фотогр. 2×, общее 50×); *б* — флуоресцирующего экрана из окиси цинка (увел. электр. 50×, фотогр. 2×, общее 100×)



а

б

Рис. 3. Оксидный катод: *а* — термоэлектронная эмиссия (увел. электр. 30×, фотогр. 2×, общее 60×); *б* — вторично-электронная эмиссия (видно охранное кольцо вокруг катода) (увел. электр. 16×, фотогр. 2×, общее 32×)

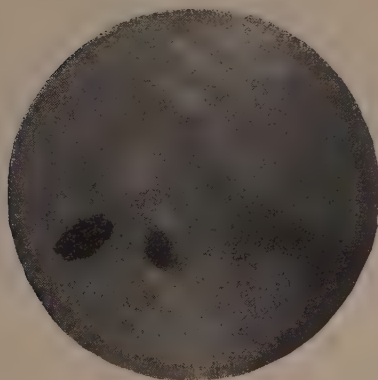


Рис. 6. Вторично-электронное изображение толстого кислородно-цезиевого катода. Скорость первичных электронов 1260 V. Увел. электр. 50×, фотогр. 2×, общее 100 ×

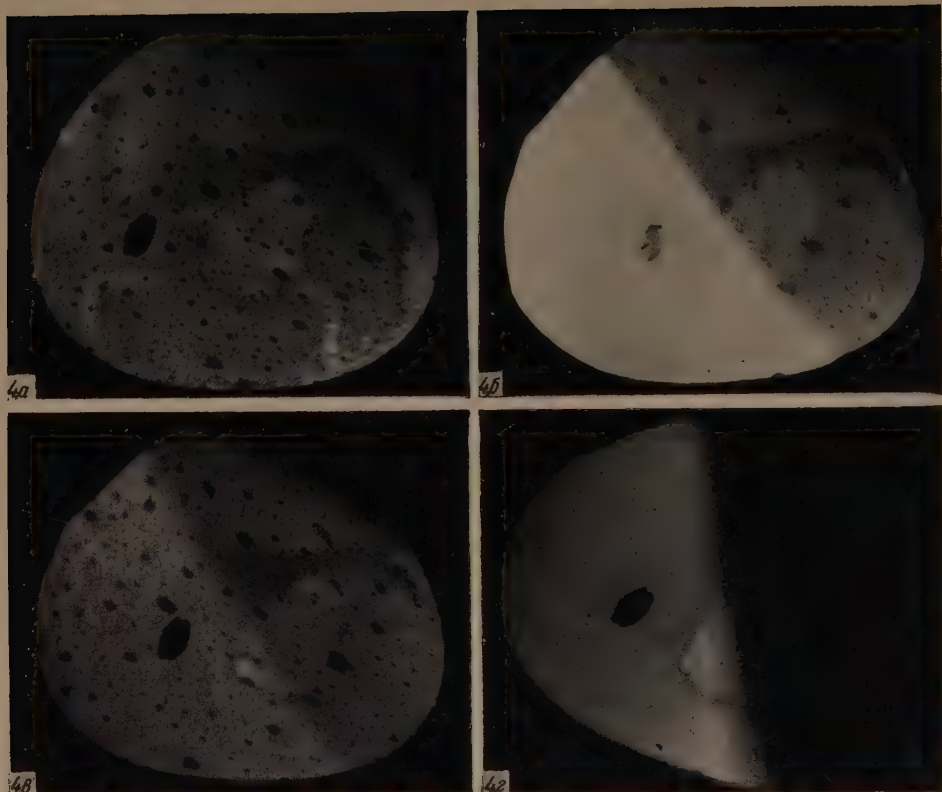


Рис. 4. Фотоэлектронные изображения толстого кислородно-цезиевого катода, освещенного светом с $\lambda > 820$ мμ: *a* — до облучения электронами, *б* — непосредственно после 3-минутного облучения левого участка катода электронами со скоростью 1000 V, *в* — через 6 мин после облучения электронами, *г* — вторично-электронное изображение участка катода, полученное во время облучения электронами со скоростью 1000 V. Увел. электр. 50×, фотогр. 1,5×, общее 75×

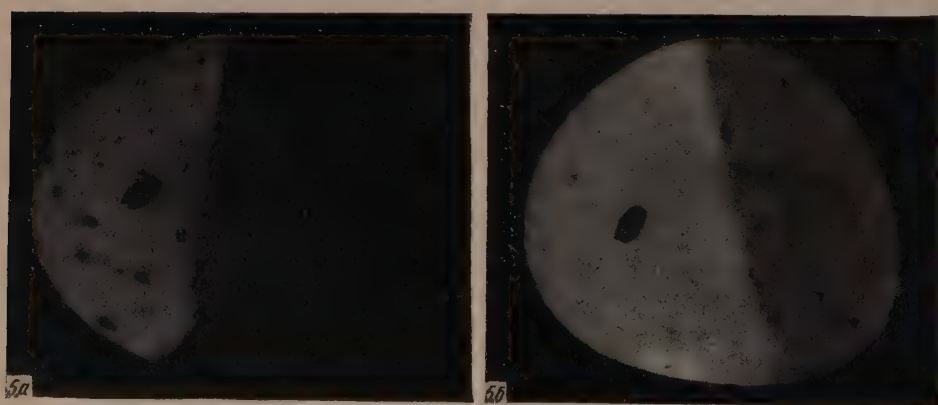


Рис. 5. Изменение фотоэлектронной эмиссии толстого кислородно-цезиевого катода после 6-минутного облучения левого участка катода электронами со скоростью 600 V при освещении светом: *a* — $\lambda = 1007$ мμ, *б* — $\lambda = 908$ мμ. Увел. электр. 50×, фотогр. 1,5×, общее 75×

поверхности вторичная эмиссия однородна при скорости первичных электронов до 1000 V, при большей скорости в некоторых случаях наблюдалась неравномерная вторичная эмиссия (рис. 6).

В микроскопе исследовался также сурьмяно-цезиевый катод, не сенсибилизированный кислородом. Фотоэлектронная и вторично-электронная эмиссии катода были равномерными. После облучения катода электронами не наблюдалось каких-либо изменений фотоэлектронной эмиссии в области длин волн $500 \text{ мμ} < \lambda < 600 \text{ мμ}$.

Исследование влияния электронной бомбардировки на фотоэлектронную эмиссию сложных фотокатодов методом измерения фототоков

Экспериментальная аппаратура и методика исследований

Для установления количественной зависимости изменения фотоэлектронной эмиссии катодов от условий электронной бомбардировки были раз-

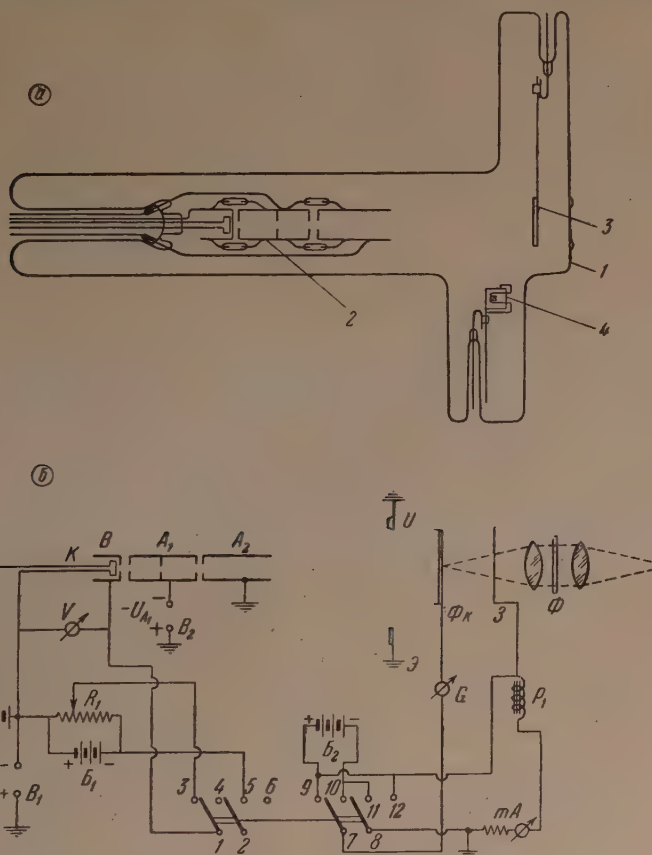


Рис. 7. а — трубка для измерений фототока и параметров электронного пучка: 1 — фотокатод, 2 — четырехэлектродная пушка, 3 — подвижный экран для предварительной юстировки пучка, 4 — подвижный испаритель; б — электрическая схема трубки: К — катод, A_1 и A_2 — аноды, B_1 и B_2 — выпрямители, В — управляющий электрод, B_1 — батарея смещения

работаны специальные стеклянные отпаянные трубки двух типов и соответствующие схемы измерений.

В трубках первого типа (рис. 7, а) фотокатод изготавливался на торцовой стенке. Источником электронов для бомбардировки фотокатода 1

служила четырехэлектродная пушка 2 с двумя анодами и кольцевым вольфрамовым катодом, формирующая электронный пучок с равномерной плотностью тока. Размер пучка контролировался при помощи подвижного никелевого экрана 3, покрытого сублимированной окисью цинка.

Схема питания трубки дана на рис. 7, б. На катод K пушки и первый анод A_1 подавалось напряжение от двух выпрямителей B_1 и B_2 . Вторым анодом A_2 заземлялся. На управляющий электрод B включалось регулируемое смещение от батареи B_1 .

Устройство схемы позволяло производить одновременное выключение электронного пучка и включение светового потока, что давало возможность измерять величину фототока непосредственно после прекращения электронной бомбардировки.

В левом положении переключателей пушка отперта, электронный пучок падает на фотокатод, цепь катушки электромагнитного реле P_1 замкнута, заслонка 3 закрывает доступ света на фотокатод. На фотокатод подается напряжение $+80$ В относительно земли от батареи B_2 . Электрическое поле между фотокатодом и заземленным анодом A_2 задерживает вторичные электроны, выбитые первичным пучком с фотокатода, и возвращает их обратно на катод. Гальванометр G измеряет при этом первичный ток, попадающий на фотокатод.

В правом положении переключателей на управляющий электрод пушки подается запирающее смещение -80 В от батареи B_2 , цепь катушки реле P_1 обесточивается, заслонка 3 пропускает световой поток на фотокатод. На фотокатод подается напряжение -80 В относительно земли от батареи B_2 . Гальванометр G в этом случае измеряет фототок, идущий на анод A_2 .

Скорость первичных электронов изменялась в интервале $200 \div 2000$ В. Диаметр первичного пучка регулировался соотношением напряжений на втором и первом аноде U_{A_2}/U_{A_1} и равнялся ~ 18 мм при всех скоростях электронов. Устройство трубки позволяло изменять скорость первичных электронов при постоянной плотности тока.

Фотокатоды освещались, как и в первой части работы, от лампы накаливания через различные стеклянные светофильтры.

Недостатком трубок этого типа являлось постепенное падение чувствительности кислородно-цезиевых катодов из-за воздействия остаточных газов, выделявшихся, несмотря на наличие геттера, во время работы. Для устранения этого дефекта были разработаны трубки второго типа — с двумя фотокатодами (рис. 8). Катоды изготовлялись одновременно. Катод Φk_2 служил источником электронов для бомбардировки катода Φk_1 . Между катодами находился подвижный заземленный сетчатый ускоряющий электрод C , а во время наладки трубки — подвижный флуоресцирующий экран \mathcal{E} .

Измерительная схема работала аналогично схеме рис. 7, б. Исследуемый фотокатод Φk_1 освещался от лампы накаливания через диафрагму $\phi 3$ мм. Фотокатод Φk_2 , служащий источником электронов, освещался от лампы накаливания $\mathcal{L}2$. С обеими трубками измерялись: фототок одного и того же участка катода до и после облучения электронами, ток и скорость первичного пучка электронов, время облучения. В трубках первого типа исследовались сплошной и полупрозрачные кислородно-цезиевые катоды, а также сурьмяно-цезиевый катод; в трубках второго типа — только полупрозрачные кислородно-цезиевые катоды. Катоды изготовлялись по общепринятой технологии [6, 7]. Чувствительность полупрозрачных кислородно-цезиевых катодов составляла $14 \div 24$ μ А lm^{-1} .

Результаты исследований

Результаты измерений подтвердили и дополнили данные электронооптических исследований толстых кислородно-цезиевых катодов. Были установлены условия электронной бомбардировки, вызывающие увели-

ние фотоэлектронной эмиссии полупрозрачных и сплошных кислородно-цезиевых катодов с чувствительностью до $20 \mu A \text{ lm}^{-1}$. Наибольшее возрастание чувствительности наблюдалось, как и в первой части работы, в инфракрасной части спектра. Падение чувствительности катодов до перво-

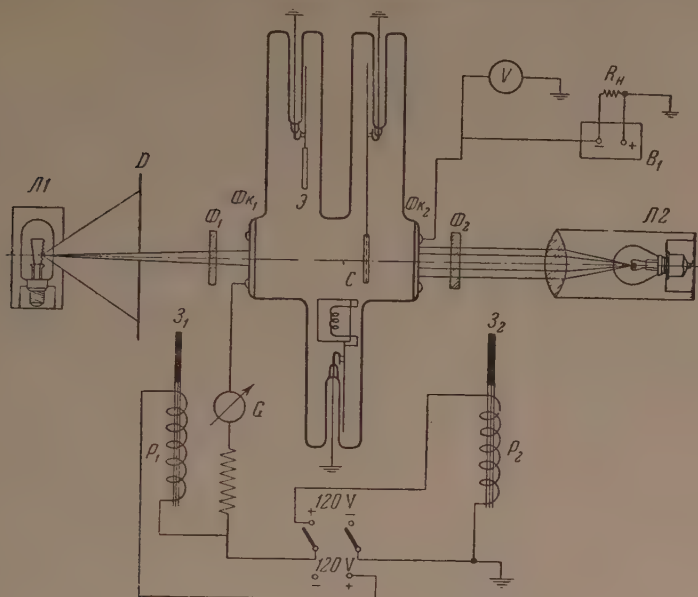


Рис. 8. Трубка с двумя фотокатодами

начального значения происходило при освещении светом с $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ течение нескольких часов после прекращения электронной бомбардировки. Под действием синего света с $\lambda < 500 \text{ м}\mu$ катоды переходили в исходное состояние за несколько секунд. Последнее явление использовалось нами при измерениях зависимостей возрастания фототока от параметров электронного пучка.

Результаты исследования толстого кислородно-цезиевого катода с чувствительностью $13 \mu A \text{ lm}^{-1}$, изготовленного на слое серебра с прозрачностью $\sim 10\%$, представлены на рис. 9—11. По осям ординат отложены отношения фототоков катода после и до электронного облучения ($I_{\Phi 2}/I_{\Phi 1}$).

С увеличением плотности первичного тока от $0,25$ до $6 \mu A \text{ см}^{-2}$ наблюдалось возрастание фототока в области спектра $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ после облучения электронами (рис. 9).

Кривая зависимости возрастания фототока в области $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ от времени облучения электронами характеризуется наступлением насыщения (рис. 10, а). Нами установлено,

что возрастание фототока пропорционально количеству электрического заряда Q , полученного катодом во время облучения; наступление для данного катода наступает при $Q = 1,68 \cdot 10^{-3} \text{ А сек см}^{-2}$.

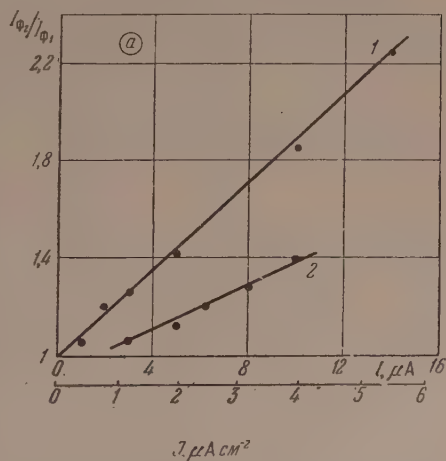


Рис. 9. Зависимость возрастания фототока толстого кислородно-цезиевого катода в области спектра $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ (время облучения электронами 1 мин) от плотности первичного тока ($1 - U_{эл} = 270 \text{ V}$, $2 - U_{эл} = 440 \text{ V}$)

Зависимость возрастания фототока после электронной бомбардировки от длины волны света показывает наличие резкого максимума I_{Φ_2}/I_{Φ_1} при $\lambda = 950 \text{ м}\mu$ (рис. 10, б, кривые сняты при помощи интерференционных фильтров). Уменьшение фототока в области $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ после прекращения электронной бомбардировки дано на рис. 11 (катод предварительно облучался в течение 5 мин электронами со скоростью 260 V при плотности тока $1,85 \mu\text{А см}^{-2}$).

В ряде случаев после длительного облучения катодов электронами со скоростями свыше 600 V при плотности тока $1-4 \mu\text{А см}^{-2}$ наблюдалось

уменьшение их чувствительности.

Наибольшее падение чувствительности наблюдалось в длинноволновой части спектра. Чувствительность катода восстанавливалась до первоначального значения примерно через час после прекращения электронной бомбардировки.

В трубках первого типа исследовалось несколько полупрозрачных катодов. Наиболее типичные результаты измерений даны на рис. 12—13. Исследованный катод имел после изготовления интегральную чувствительность $24 \mu\text{А лм}^{-1}$, во время наладки трубки чувствительность упала до $16,5 \mu\text{А лм}^{-1}$.

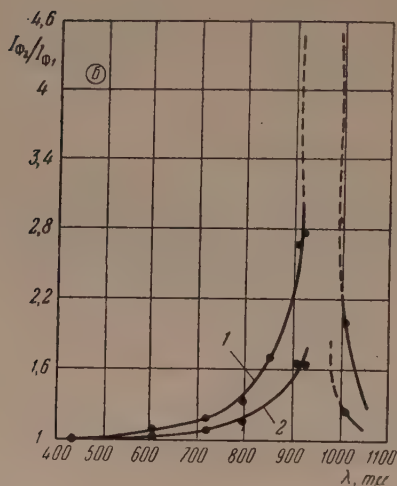
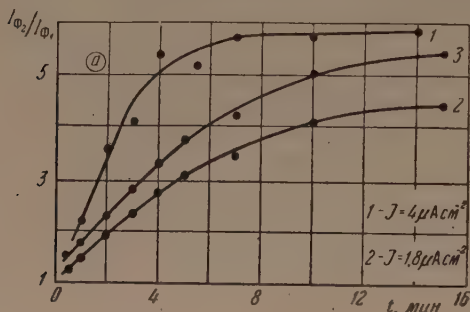


Рис. 10

Рис. 10. Зависимость возрастания фототока толстого кислородно-цезиевого катода а—от времени облучения электронами в области спектра $\lambda > 820 \text{ м}\mu$ при $U_{\text{эл}} = 260 \text{ V}$ (кривая 2 снята при большем значении фототока I_{Φ_1} чем кривая 1, кривая 3 получена путем пересчета отношений I_{Φ_2}/I_{Φ_1} для значения I_{Φ_1} , соответствующего кривой 1; б—от длины волны света после 3-минутного облучения электронами при $J = 4 \mu\text{А см}^{-2}$ (1— $U_{\text{эл}} = 260 \text{ V}$, 2— $U_{\text{эл}} = 430 \text{ V}$)

Рис. 11. Уменьшение фототока толстого кислородно-цезиевого катода после прекращения электронной бомбардировки. Катод освещался светом $\lambda > 820 \text{ м}\mu$

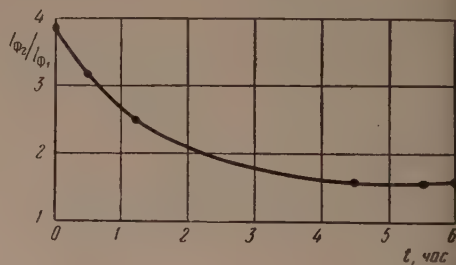


Рис. 11

Чувствительность катода увеличивалась после облучения электронами со скоростью $200-2000 \text{ V}$. Наибольшее увеличение чувствительности катода (до 34 раз) наблюдалось в длинноволновой части спектра $\lambda > 900 \text{ м}\mu$. Изменение чувствительности катода в зависимости от времени облучения электронами дано на рис. 12, а.

Возрастание фототока было пропорционально электрическому заряду, переданному катоду во время облучения. Количество электрического заряда, необходимое для наступления насыщения, составляло для данного катода $Q = 0,84 \cdot 10^{-4} \text{ А сек см}^{-2}$, т. е. на порядок меньше, чем в случа

толстого кислородно-цезиевого катода. В табл. 1 приведена чувствительность катода до и после облучения электронами со скоростью 478 В при $J = 0,2 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$. Облучение производилось до наступления насыщения.

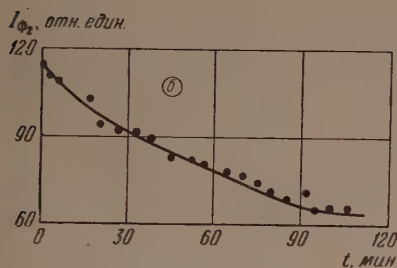
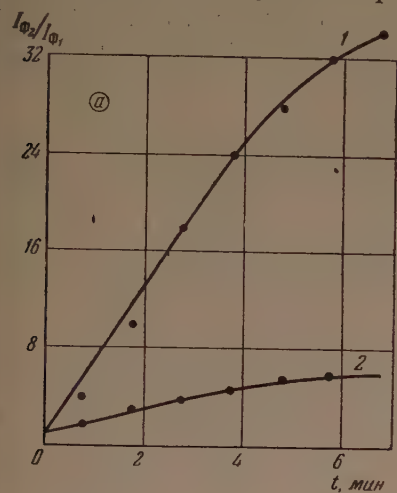


Рис. 12

рис. 12. а — зависимость возрастания фототока полупрозрачного кислородно-цезиевого катода от времени облучения электронами ($U_{эл} = 476 \text{ В}$, $J = 0,2 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$): 1) $\lambda > 900 \text{ м}\mu$, 2) $\lambda > 820 \text{ м}\mu$; б — уменьшение фототока полупрозрачного кислородно-цезиевого катода после прекращения электронной бомбардировки. Катод освещен светом $\lambda > 870 \text{ м}\mu$. $I_{\Phi_1} = 8$ относительных единиц.

рис. 13. Зависимость возрастания фототока полупрозрачного кислородно-цезиевого катода в области спектра $\lambda > 870 \text{ м}\mu$: а — от плотности первичного тока ($U_{эл} = 480 \text{ В}$, время облучения 2 мин — кривая 1 и 1 мин — кривая 2), б — от скорости первичных электронов (время облучения 1 мин; 1 — $J = 0,2 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$, 2 — $J = 0,39 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$)

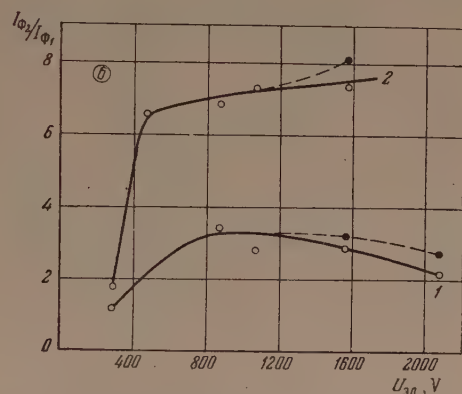
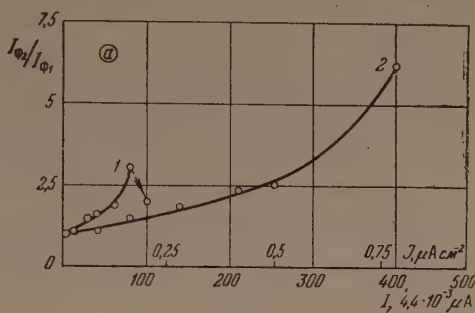


Рис. 13

Спадание фототока в области $\lambda > 870 \text{ м}\mu$ до первоначальной величины происходило в течение нескольких часов после прекращения электронной бомбардировки (рис. 12, б). Под действием света с $\lambda > 500 \text{ м}\mu$ чувствительность достигала первоначального значения через несколько секунд, так же как и у непрозрачного кислородно-цезиевого катода.

Фототок катода в области $\lambda > 870 \text{ м}\mu$ возрастал пропорционально росту плотности тока до $J = 0,5 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$ при времени облучения, равном 1 мин. При $J > 0,5 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$ наблюдалось более резкое возрастание фототока (рис. 13, а, кривая 2). При 2-минутном облучении катода рост плотности первичного тока вызывал более сильное возрастание эмиссии; начальная с $J = 0,17 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$ фототок резко падал (пунктирная часть кривой 1).

Зависимость возрастания фототока в области $\lambda > 870 \text{ м}\mu$ от скорости первичных электронов различна для разных плотностей тока (см. рис. 13, б): при $J = 0,2 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$ максимальное возрастание фототока наблюдается при скорости электронов $900 \div 1000 \text{ В}$; при $J = 0,39 \text{ } \mu\text{A см}^{-2}$ фототок продолжал возрастать и при скорости электронов 1600 В . При скорости электронов свыше 1000 В фототок I_{Φ_2} увеличивался в течение нескольких

минут после прекращения электронного облучения до значения I_{Φ_1}' . Отношения $\frac{I_{\Phi_2}}{I_{\Phi_1}}$ нанесены на рис. 13, б пунктиром.

Зависимость возрастания фототока после электронной бомбардировки от длины волны света характеризуется резким максимумом в области $\lambda = 1005$ мμ (рис. 14, а). После 6—7 мин облучения появляется второй

Таблица 1

Чувствительность полупрозрачного кислородно-цезиевого катода до и после облучения электронами со скоростью 478 В ($\mu\text{A lm}^{-1}$)

Чувствительность катода	До облучения	После облучения	I_{Φ_2}/I_{Φ_1}
Интегральная	16,5	22,5	1,36
В области $\lambda > 820$ мμ	0,55	3,25	5,9
спектра $\lambda > 900$ мμ	0,028	0,94	34,0

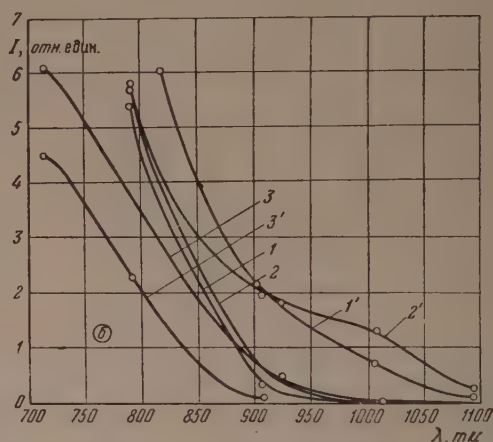
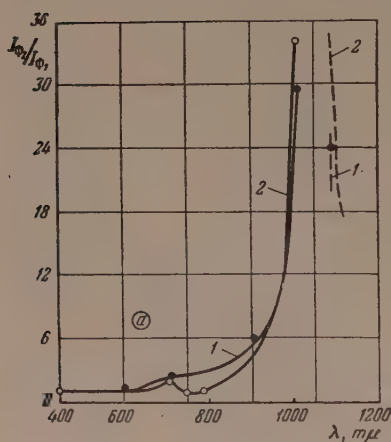


Рис. 14. а — возрастание фототока полупрозрачного кислородно-цезиевого катода с чувствительностью $16,5 \mu\text{A lm}^{-1}$ в различных областях спектра после облучения электронами со скоростью 460 В и $J = 0,2 \mu\text{A cm}^{-2}$. Время облучения: 1—3 мин, 2—7 мин; б — кривые спектральной чувствительности двух полупрозрачных кислородно-цезиевых катодов в длинноволновой части спектра до (кривые 1, 2, 3) и после (кривые 1', 2', 3') облучения электронами. Кривые 1, 1' и 2, 2' получены для катода с чувствительностью $16,5 \mu\text{A lm}^{-1}$ при времени облучения 3 мин (кривая 1) и 7 мин (кривая 2').

Кривые 3, 3' получены для катода с чувствительностью $14 \mu\text{A lm}^{-1}$

максимум при $\lambda = 714$ мμ. Кривые спектральной чувствительности полупрозрачных катодов, снятые при помощи интерференционных фильтров до и после электронного облучения, также показывают, что наибольшее увеличение фототока происходит в ближней инфракрасной части спектра (рис. 14, б); фототок дан в относительных единицах и не приведен к единице энергии).

В результате электронной бомбардировки длинноволновая часть кривой спектральной чувствительности сдвигается вправо. Наибольшее относительное увеличение фототока соответствует длине волны λ , при которой спектральная чувствительность катода до облучения электронами близка к нулю, а чувствительность после облучения имеет еще значительную величину.

Последующие опыты проводились в трубках второго типа с двумя по

полупрозрачными кислородно-цезиевыми фотокатодами. Установлено, что с увеличением первоначальной чувствительности катодов возрастание фототока после электронной бомбардировки уменьшается. В табл. 2 приведены данные возрастания чувствительности различных катодов после электронного облучения. Облучение проводилось до наступления насыщения.

Таблица 2

Чувствительность полупрозрачных кислородно-цезиевых катодов до и после облучения электронами ($\mu A lm^{-1}$)

Катод	Чувствительность	До облучения	После облучения	I_{Φ_2}/I_{Φ_1}	Условия облучения
№ 1	Интегральная	14,6	17,2	1,18	$U_{эл} = 600 V$ $I_1 = 0,66 \mu A$
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 m\mu \\ \lambda > 870 m\mu \end{array} \right.$	2,13 0,88	2,94 1,54	1,38 1,75	
№ 2	Интегральная	19,0	21,9	1,15	$U_{эл} = 220 V$ $I_1 = 0,66 \mu A$
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 m\mu \\ \lambda > 870 m\mu \end{array} \right.$	2,06 0,8	4,12 1,93	2,0 2,41	
№ 3	Интегральная	19,4	19,4	1	$U_{эл} = 600 V$ $I_1 = 0,66 \mu A$
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 m\mu \\ \lambda > 870 m\mu \end{array} \right.$	3,52 1,62	3,82 1,84	1,08 1,135	

Из сравнения данных для катодов № 2 и 3 следует, что при равной интегральной чувствительности наибольшее возрастание фототока под действием электронной бомбардировки наблюдается у катода с наименьшей чувствительностью в инфракрасной части спектра. Зависимость возрастания фототока катодов № 1, 2, 3 от плотности первичного тока времени облучения и длины волны света носит тот же характер, что и у предыдущего полупрозрачного катода с чувствительностью $16,5 \mu A lm^{-1}$. В качестве примера на рис. 15 приведена зависимость возрастания фототока катода № 2 в различных областях спектра после электронной бомбардировки. Основной длинноволновый максимум возрастания фототока расположен в области $1100 - 1150 m\mu$, альный максимум, как обычно, при $700 m\mu$.

Электронная бомбардировка полупрозрачных кислородно-цезиевых катодов с интегральной чувствительностью свыше $20 \mu A lm^{-1}$ вызывает падение фотоэлектронной эмиссии в длинноволновой части спектра (см.

бл. 3). Чувствительность восстанавливается после длительного отдыха. Чувствительность данного катода уменьшалась после облучения электронами со скоростью $180 \div 500 V$ при плотности тока $J \approx 0,35 \div 0,56 \mu A cm^{-2}$. Падение чувствительности возрастало с увеличением плотности тока и времени облучения.

Специальными опытами, в которых под действием остаточных газов чувствительность катодов постепенно уменьшалась, было установлено, что возрастание эмиссии кислородно-цезиевых катодов после электронной бомбардировки связано с наличием на их поверхности окиси цезия. Катод

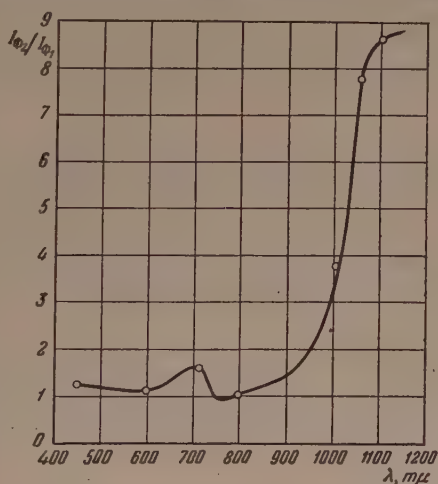


Рис. 15 Возрастание фототока полупрозрачного кислородно-цезиевого катода с чувствительностью $19 \mu A lm^{-1}$ в различных областях спектра после облучения электронами со скоростью $180 V$

постепенно отравлялся кислородом остаточного газа, выделявшегося при нагревании в отпаянной трубке спирали испарителя. Для четырех постоянных катодов мы измерили фотоэлектрическую чувствительность до и после облучения электронами, а также коэффициент вторичной эмиссии σ (табл. 4). Опыты проводились в трубке с двумя фотокатодами. Первичный ток i_1 измерялся обычным способом. Для определения вторичного тока i_2

Таблица 3

Чувствительность полупрозрачного кислородно-цезиевого катода до и после облучения электронами ($\mu\text{A}\text{lm}^{-1}$)

Чувствительность	До облучения	После облучения	
Интегральная	20,8	20,6	0,99
В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 \text{ м}\mu \\ \lambda > 870 \text{ м}\mu \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4,12 \\ 1,91 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,5 \\ 1,18 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,607 \\ 0,618 \end{array} \right.$

измерялся ток $i' = i_1 - i_2$ исследуемого катода при напряжении на нем —120 V относительно заземленной сетки С. Скорость первичных электронов равнялась 580 V.

С ростом количества окиси цезия относительное увеличение чувствительности катода после электронной бомбардировки возрастает и достигает в инфракрасной части спектра 30 раз, однако максимальная чувствительность катода после облучения электронами, как правило, не превышает своего первоначального значения. Коэффициент вторичной эмиссии уменьшался после воздействия кислорода.

Нами исследовалась также зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от скорости первичных электронов для окисленного катода с чув-

Таблица 4

Изменение чувствительности (в $\mu\text{A}\text{lm}^{-1}$) полупрозрачного кислородно-цезиевого катода под действием электронной бомбардировки на различных стадиях окисления

Время измерения	Чувствительность катода	До облучения	После облучения	I_{Φ_2}/I_{Φ_1}	σ
После изготовления	Интегральная	19,1	19,1	1	
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 \text{ м}\mu \\ \lambda > 870 \text{ м}\mu \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3,6 \\ 1,62 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3,82 \\ 1,765 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,06 \\ 1,09 \end{array} \right.$	
После 1-го падения чувствительности	Интегральная	17,65	19,7	1,12	
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 \text{ м}\mu \\ \lambda > 870 \text{ м}\mu \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,55 \\ 1,08 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3,99 \\ 1,91 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,5 \\ 1,63 \end{array} \right.$	3,5
После 2-го падения чувствительности	Интегральная	13	15,15	1,17	
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 \text{ м}\mu \\ \lambda > 870 \text{ м}\mu \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,61 \\ 0,58 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,5 \\ 1,08 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,55 \\ 1,86 \end{array} \right.$	3,15
После 3-го падения чувствительности	Интегральная	8,1	14,1	1,74	
	В области $\left\{ \begin{array}{l} \lambda > 820 \text{ м}\mu \\ \lambda > 870 \text{ м}\mu \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,15 \\ 0,037 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,13 \\ 1 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 14,5 \\ 30 \end{array} \right.$	2,75

ствительностью $8,1 \mu\text{A lm}^{-1}$. Измерения проводились при постепенном увеличении, а затем уменьшении скорости электронов (табл. 5). Коэффициент вторичной эмиссии возрастал с увеличением скорости электронов от 200 до 1200 V. Кроме того, наблюдалось небольшое увеличение σ во время электронной бомбардировки. В связи с этим повторные измерения σ при уменьшении напряжения от 1200 до 220 V дали значения, большие чем первоначальные.

Таблица 5

Зависимость коэффициента вторично-электронной эмиссии от скорости
первичных электронов

$U_{эл}$	220	420	580	780	1020	1200	1020	680	580	220
σ	2	2,4	2,6	2,8	2,67	2,8	2,88	2,9	2,91	2,2

При исследовании сурьмяно-цезиевого катода нами не обнаружено увеличения фототока после облучения электронами.

Заключение

В результате исследований установлены условия электронной бомбардировки, вызывающие увеличение чувствительности полупрозрачных и толстых кислородно-цезиевых катодов с чувствительностью до $20 \mu A lm^{-1}$. Эмиссия катодов возрастает в области спектра $\lambda > 600 m\mu$. Наибольшее возрастание фототока (до 30 раз) наблюдается в области $\lambda > 900 m\mu$. Зависимость возрастания фототока после электронной бомбардировки от длины волны света характеризуется для всех катодов резким максимумом в области 950—1150 $m\mu$, а для полупрозрачных катодов, кроме того, небольшим максимумом при $\lambda \approx 700 m\mu$. Расположение длинноволнового максимума возрастания фототока зависит от положения красной границы фотоэффекта у данного катода. Чувствительность катодов возрастает с увеличением времени облучения до наступления насыщения пропорционально количеству электрического заряда, полученного катодом. У полупрозрачных катодов насыщение наступает при $Q \approx 0,84 \cdot 10^{-4} A \text{ сек см}^{-2}$, у толстых — при $Q = 1,68 \cdot 10^{-3} A \text{ сек см}^{-2}$.

Следует отметить, что количество дополнительного электрического заряда, отданного катодом после прекращения облучения в виде возросшего фототока, на порядок и более выше полученного заряда. Количество отданного заряда определялось из кривых спада фототока после прекращения электронной бомбардировки до своего первоначального значения. Максимальное увеличение чувствительности полупрозрачных катодов наблюдалось при скорости электронов 700÷1000 V и плотности тока 0,2—0,4 $\mu A \text{ см}^{-2}$.

Возвращение чувствительности катодов к первоначальному значению происходит при освещении инфракрасным светом через несколько часов после прекращения электронной бомбардировки. Под действием синего света с $\lambda > 500 m\mu$ катоды переходят в исходное состояние за несколько секунд.

Электронная бомбардировка полупрозрачных кислородно-цезиевых катодов с интегральной чувствительностью свыше $20 \mu A lm^{-1}$ не вызывает увеличения фототока.

Установлено, что возрастание эмиссии кислородно-цезиевых катодов после облучения электронами связано с присутствием избыточной окиси цезия. Наибольшее относительное возрастание фототока наблюдается у нормально изготовленных и затем окисленных катодов. Максимальная чувствительность таких катодов после электронной бомбардировки не превышала чувствительности после изготовления.

Можно предположить, что при электронной бомбардировке катода, содержащего избыток окиси цезия, помимо выбивания вторичных электронов, происходит передача энергии электронам, находящимся в заполненной зоне или на локальных уровнях примеси. В результате эти электроны могут перейти в зону проводимости или на локальные уровни с большей энергией, что способствует росту фоточувствительности в длин-

новолновой части спектра. Другим возможным объяснением наблюдавшихся явлений может быть действие положительных ионов, образующихся на поверхности фотокатода в результате электронной бомбардировки. Обнаруженный нами эффект еще ждет своего полного объяснения.

Явление возрастания фототока под действием электронного облучения может быть использовано для восстановления чувствительности кислородно-цезиевых катодов.

Тема настоящей работы была предложена Ю. М. Кушниром. Автор благодарит Ю. М. Кушнира и А. А. Лебедева за ценные советы и постоянный интерес к работе.

Цитированная литература

1. Кушнир Ю. М., ЖЭТФ, 6, 964 (1936).
2. Dember H., Phys. ZS., 33, 529 (1925).
3. Johnson I., Phys. Rev., 83, 49 (1951).
4. Nibi T., Ishikawa K., Phys. Rev., 83, 659 (1951).
5. Nibi T., Ishikawa K., Phys. Rev., 84, 1252 (1951).
6. Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы. — Изд. АН СССР, М., 1948.
7. Герлих П., Фотоэлементы, т. I. — ГИТТЛ, М., 1948.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Л. Н. БЫХОВСКОЙ

Н. Д. Моргулис. — Следует ли считать, что электронная бомбардировка является методом улучшения фотокатодов?

Н. А. Соболева. — Этот метод можно использовать для восстановления утомленных фотокатодов?

Н. Д. Моргулис. — В чем причина различия между результатами автора доклада и результатами, полученными японскими авторами?

Н. А. Соболева. — Обнаружено отсутствие неаддитивности в случае сурьмяно-цезиевого и кислородно-цезиевого фотокатодов.

П. Г. Борзяк. — Не следует ли считать, что пучок электронов сдвигает химическое равновесие, которое затем восстанавливается?

Н. А. Соболева. — Возможно, происходит «перезагрузка» катода в результате электронной бомбардировки.

Л. Н. Добрецов. — Замечалась ли зависимость фототока от тянущего поля?

Н. А. Соболева. — Все измерения производились в режиме насыщения.

П. В. Тимофеев. — Странно, что в случае сурьмяно-цезиевого катода не наблюдалось утомления, ибо выпущено огромное число фотоэлементов с однокаскадным усилением и все они утомляются.

Н. А. Соболева. — Возможно, что отсутствие утомления связано с тем, что в наших опытах время облучения было мало.

Б. И. ДЯТЛОВИЦКАЯ

ФОТОЭФФЕКТ СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВЫХ КАТОДОВ,
СЕНСИБИЛИЗОВАННЫХ КИСЛОРОДОМ*(Краткое содержание доклада*)*

Изучались в области длин волн $400\div 740$ мμ оптические свойства весьма тонких сурьмяно-цезиевых пленок (порядка глубины выхода фотоэлектронов, т. е. ~ 20 мμ) до воздействия на них кислорода и после их сенсibilизации до оптимума фоточувствительности. Оказалось, что сенсibilизация, вызывая сильное возрастание фоточувствительности, не сказывается сколько-нибудь заметным образом на оптических свойствах сурьмяно-цезиевых пленок. Следовательно, изменение чувствительности связано не с образованием на поверхности катода нового вещества, а только с процессом, вызывающим изменение работы выхода электронов.

Снижение работы выхода в результате оптимальной сенсibilизации, определяемое из смещения красной границы основного фотоэффекта, составляет величину порядка $0,1$ eV.

Коэффициент сенсibilизации K_c медленно нарастает с λ в спектральной области $400\div 600$ мμ от значения $\sim 1,2$ до значения ~ 2 , однако, начиная с $\lambda \approx 580\div 600$ мμ, кривая $K_c(\lambda)$ резко поднимается, достигая уже при $\lambda \approx 640$ мμ значения ~ 25 . Наличие такого резкого изменения K_c свидетельствует, повидимому, о том, что после вызванного сенсibilизацией снижения потенциального барьера в спектральной области $\lambda > 600$ мμ в игру вступают новые, более многочисленные центры фотоэмиссии (например, в случае $\lambda \approx 630$ мμ ($h\nu \approx 2$ eV) — электроны заполненной зоны).

В согласии с этим красная граница основного фотоэффекта до сенсibilизации составляет на наших спектральных кривых $h\nu_0 \approx 2$ eV, а после сенсibilизации $h\nu_0 \approx 1,9$ eV.

Пологий участок кривой $K_c(\lambda)$ объясняется, на основании представления о диффузном характере движения фотоэлектронов внутри катода, увеличением числа электронов, обладающих достаточными «нормальными энергиями» для преодоления небольшого поверхностного потенциального барьера.

Результаты работы были описаны автором в ее диссертации [1].

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Дятловицкая Б. И., Автореф. диссерт., КГУ, 1952.

* Подробная статья опубликована в ЖТФ, 25, 2264 (1955).

В. М. ГАВРИЛЮК

ВЛИЯНИЕ АДсорбции ДИПОЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ ОКИСИ БАРИЯ
НА ФОТОЭМИССИЮ СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВОГО КАТОДА*(Краткое содержание доклада*)*

Сделана попытка управления работой выхода и фотоэмиссией полупроводникового сурьмяно-цезиевого катода путем адсорбции на его поверхности дипольных молекул окиси бария. Установлено, что адсорбция молекул окиси бария при ее оптимальной концентрации приводит к уменьшению работы выхода катода примерно на 0,1 eV и увеличению фототока примерно в 1,5 раза.

Сравнение результатов нашей работы с данными Б. И. Дятловицкой [1] позволило автору сделать вслед за Г. А. Морозовым [2] и Б. И. Дятловицкой заключение, что механизм сенсibilизации сурьмяно-цезиевого катода кислородом состоит в образовании на поверхности катода дипольных молекул окиси цезия.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Дятловицкая Б. И., ЖТФ, 25, 2264 (1955).
2. Морозов Г. А., ЖТФ, 9, 2012, 2018 (1939).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ В. М. ГАВРИЛЮКА

И. В. Тимофеев. — Почему Вы исключаете возможность адсорбции газа на окиси бария?

В. М. Гаврилюк. — Мы такой возможности не отвергаем.

Вопрос — Какие были получены чувствительности?

В. М. Гаврилюк. — Чувствительность возрастала в 1,5 — 2 раза по сравнению с обычной для такого катода. Абсолютные измерения чувствительности не проводились.

* Подробная статья опубликована в ЖТФ, 25, 2469 (1955).

Н. Д. МОРГУЛИС

О ФИЗИКЕ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛО-ПЛЕНОЧНЫХ КАТОДОВ

(Краткое содержание доклада)*

1. В докладе излагаются результаты комплексного исследования различных физических свойств пористых металло-плёночных катодов, с наполнителем из чистого карбоната бария, выполненного коллективом сотрудников лаборатории Института физики АН УССР.

2. Вводится понятие о катоде оптимального типа, на поверхности которого барий образует плёнку оптимальной толщины, соответствующей максимальной эмиссии, а его потери происходят только путем десорбции. Для этого катода производилась оценка оптимальной упругости и скорости испарения бария. Выведено уравнение для определения скорости диффузии Ва сквозь губку вольфрамового катода, происходящей путем параллельного действия двух механизмов: кнудсеновского истечения Ва сквозь поры губки катода и его миграции по поверхности этих пор. На основании этого может быть сделана оценка перепада давления на слое губки катода, т. е. оптимальной упругости паров Ва внутри камеры катода.

3. Произведено экспериментальное определение упругости паров Ва и Sr (последнего методом радиоактивных изотопов) как над катодом с разной степенью пористости, так и при их свободном испарении. Анализ полученных нами и опубликованных другими авторами результатов приводит к заключению, что в нашем конкретном случае потери активного Ва происходят в основном путем кнудсеновского истечения сквозь поры губки катода. Это обстоятельство указывает на то, что в этом случае использование бария происходит с малой эффективностью.

4. С целью выяснения влияния остаточных газов в лампе на эмиссию такого катода было произведено масс-спектрометрическое определение состава этих газов в течение 100 час работы катода в лабораторном экземпляре прибора последовательно в безэмиссионном и эмиссионном режимах. Из этих измерений следует, что как отравляющее действие активных составляющих этих газов на эмиссию катода, так и распыление катода ионной бомбардировкой, особенно при съеме с катода эмиссии большой плотности, могут оказать, наряду с чистым испарением адсорбированной плёнки Ва, существенное влияние на эмиссию катода.

5. Произведен расчет размеров эффективной эмиссионной зоны на поверхности катодов; для получения количественного результата необходимо знание как коэффициента поверхностной диффузии, так и времени жизни атома Ва в адсорбированном состоянии, относительно которых в настоящее время нет еще надежных экспериментальных данных. Расчет на основании взятых наугад вероятных значений этих величин приводит к заключению, что указанная зона бывает обычно значительно меньше размеров зерна, т. е. эмиссия катода должна быть весьма неоднородной.

6. Из рассмотрения кинетики термохимических реакций взаимодействия карбоната Ва и продуктов его разложения с вольфрамовой губкой катода делается вывод о том, что такая реакция должна идти и на внешней поверхности катода; таким образом последний должен представлять собой систему: металл — слой полупроводникового соединения — плёнка адсорбированных атомов Ва. Справедливость подобного заключения подтверждается: 1) непосредственным электронографическим анализом состава материала внешней поверхности катода, обнаружившим здесь вольфраматы бария, и 2) наличием у этих катодов ясно выраженной склонности к искрению.

* Подробная статья опубликована в ЖТФ, 26, 536 (1956).

Я. П. ЗИНГЕРМАН

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛО-ПЛЕНОЧНЫХ ТЕРМОКАТОДОВ

(Краткое содержание доклада)*

Работа, состоящая из двух частей, посвящена экспериментальному исследованию термоэлектронной эмиссии пористых металло-пленочных, так называемых «Л»-катодов с исходным наполнением чистым карбоном Ва.

В первой части в системе плоского диода исследована электронная эмиссия указанного катода в тормозящем и ускоряющем электрических полях при очень низкой его температуре ($\sim 600-900^\circ \text{K}$). В этой области температур зависимость $\lg I_a$ от U_a в тормозящем электрическом поле оказалась строго линейной в очень широкой области изменения анодного тока, перекрывающей 6—7 порядков, т. е. распределение электронов по скоростям оказалось максвелловским. Температура электронов, определенная из наклона этой зависимости, с точностью 5—10 % соответствовала температуре катода, непосредственно измеренной термпарой. Вольт-амперные характеристики, измеренные в той же области низких температур в ускоряющем электрическом поле ($E \leq 1,5 \cdot 10^4 \text{ V cm}^{-1}$), указывали на наличие аномального шоттки-эффекта. Анализ этих характеристик по методу Беккера позволил оценить степень неоднородности в распределении работы выхода на поверхности пористого металло-пленочного катода. Размеры отдельных пятен оказались $\sim 10^{-4} \text{ см}$, а амплитуда изменения работы выхода $1/2 \Delta \phi \approx 0,3-0,35 \text{ eV}$. Средняя работа выхода, измеренная по наклону ричардсоновских прямых, равна 2,1 eV.

Во второй части работы в системе плоского диода с подвижным анодом экспериментально исследован вопрос о причине аномального насыщения вольт-амперных характеристик, измеренных при большой плотности эмиссионного тока в области рабочих температур катода ($\sim 1300-1500^\circ \text{K}$). Исследованием вольт-амперных характеристик, измеренных при строго постоянной температуре катода, но при различных значениях межэлектродного промежутка d показано, что независимо от величины d , I_a однозначно зависит от величины $U_a^{3/2}/d^2$ не только в области изменения U_a , где эмиссия со всей поверхности катода ограничена объемным зарядом, но и на значительной части области, где имеет место аномальное насыщение. Как показано в работе, этот факт свидетельствует о том, что причина аномального насыщения заключается в постепенном насыщении эмиссионного тока на поверхности неоднородного по работе выхода термодатода, а не в шоттки-эффекте, как предполагалось ранее. Предложенным нами в прошлом [1] методом анализа вольт-амперных характеристик в области их аномального насыщения определена величина неоднородности в распределении плотности эмиссионного тока на поверхности пористого металло-пленочного катода. В одном из случаев, при $t \approx 1100^\circ$ и средней плотности анодного тока $J_a \approx 8,5 \text{ A cm}^{-2}$, истинная плотность тока на поверхности катода была в пределах $3,5-28 \text{ A cm}^{-2}$, что свидетельствует о резкой эмиссионной неоднородности реальных пористых металло-пленочных катодов.

Институт физики Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Зингерман Я. П., Диссертация, ИФАН УССР, Киев, 1950; Труды ИФАН УССР, вып. 2, 57 (1952).

* Первая часть доклада опубликована в «Трудах ИФАН УССР», вып. 7, 24 (1956), вторая часть — Укр. фіз. журн., 1; 134 (1956).

Н. Д. МОРГУЛИС и В. М. ГАВРИЛЮК

ВЛИЯНИЕ АДсорбированных ПЛЕНОК ДИПОЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ
НА РАБОТУ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИЗ МЕТАЛЛА*(Краткое содержание доклада*)*

1. В работе экспериментально исследуется влияние адсорбированной пленки дипольных молекул CsCl на работу выхода электрона из W. Важными особенностями работы являются: 1) использование метода клина, дающего возможность получить пленку с непрерывно и в широких пределах изменяющейся плотностью; 2) использование препарата CsCl, меченного радиоактивным изотопом Cs^{134} , что давало возможность непосредственно определять количество адсорбированных молекул с большой степенью точности, и 3) выполнение измерений в условиях очень высокого вакуума ($p \approx 10^{-9}$ мм, $p_{\text{конд}} \approx 10^{-10}$ мм), когда искажающим влиянием адсорбции остаточных газов можно было пренебречь.

2. Экспериментально определена зависимость работы выхода от количества адсорбированных молекул CsCl. Сравнение полученной в настоящей работе зависимости для системы CsCl — W с такими же зависимостями для систем Cs — W, BaO — W и Ba — W, взятыми из литературы и из другой нашей работы [1—3] показывает их интересные различия. То обстоятельство, что, как показывает опыт, дипольные пленки CsCl и BaO всегда понижают работу выхода металлической подложки, интерпретируется здесь нами как указание на наличие у поверхности металла ориентирующего их электрического поля. Путем применения к пленке с бесконечно малой плотностью уравнения Ланжевена можно прийти к заключению, что напряженность этого поля лежит в пределах $10^6 \div 10^7 \text{ В см}^{-1}$. Однако это обстоятельство не исключает также возможности того, что в этом случае определенную роль играет и изменение плотности заряда в поверхностном двойном слое.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Taylor J., Langmuir I., Phys. Rev., 44, 423 (1933).
2. Moore G., Allison H., Phys. Rev., 77, 247 (1950).
3. Гаврилюк В., Труды ИФ АН УССР, вып. 5, 87 (1954).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Н. Д. МОРГУЛИСА и В. М. ГАВРИЛЮКА

А. Р. Румянцев. — Что испаряется из испарителя при рабочих температурах и какова была температура испарителя?

В. М. Гаврилюк. — Температура испарителя была около 350° , испаряется CsCl.

А. Р. Румянцев. — Учитываются ли коэффициенты отражения нейтральных молекул в измерениях авторов?

В. М. Гаврилюк. — Да, учитываются. Приводится график зависимости коэффициента отражения от концентрации адсорбированных молекул CsCl.

* Подробная статья опубликована в ЖЭТФ, 30, 149 (1956).

А. Р. Румянцев. — Каковы абсолютные величины работы выхода и как они определялись?

В. М. Гаврилюк. — Работа выхода вольфрама в наших высоковакуумных условиях принималась равной 4,5 eV и определялось изменение работы выхода подложки при адсорбции молекул CsCl. Абсолютные измерения работы выхода не производились.

А. Р. Румянцев. — Что нового сделано у авторов по сравнению с работой Мура и Алиссона?

В. М. Гаврилюк. — В работе Мура и Алиссона получены результаты, относящиеся в основном к большим концентрациям адсорбированных молекул. Так, в интервале концентраций $0 \div 10^{15}$ см⁻² у них имеется всего по 2—3 экспериментальные точки. Таким образом, данные Мура и Алиссона не дают никаких сведений о самом важном участке кривой $\varphi(n)$.

В настоящей работе и в других наших работах мы наибольшее внимание обратили именно на этот наиболее важный участок кривой $\varphi(n)$ ($0 < \theta \leq 1$) и старались получить здесь наибольшее число экспериментальных точек. Этому способствовал примененный нами метод клина, благодаря которому мы могли производить измерения сразу в большом интервале концентраций в одинаковых условиях. Кроме того, мы изучали воздействие хорошо изученной молекулы CsCl, тогда как Мур и Алиссон имели дело с почти совершенно не изученной молекулой BaO. В своих опытах мы пользовались методом контактной разности потенциалов, что позволило нам устранить необратимое воздействие нагрева, такое, какое было, скажем, и в Ваших опытах. И затем мы пользовались для определения концентрации в пленке методом меченых атомов, что давало нам гораздо более точные и надежные данные.

Вопрос. — На основании чего Вы уверены в том, что примесь атомов цезия в молекулярном пучке CsCl была незначительной?

В. М. Гаврилюк. — Уверенность в чистоте молекулярного пучка CsCl основана на следующем: теплота диссоциации молекулы CsCl весьма высока — $\sim 4,6$ eV, а температура испарения была довольно низкой — $\sim 350^\circ$. Все это дает нам основание полагать, что диссоциация молекул CsCl в наших опытах была незначительной.

А. Р. Румянцев. — Каковы были размеры пучка электронов?

В. М. Гаврилюк. — Пучок электронов имел размеры, повидимому, порядка размеров выходного отверстия пушки.

В. М. ГАВРИЛЮК

ВЛИЯНИЕ АДсорбированных Пленок атомов бария и полярных молекул окиси бария на работу выхода электрона из вольфрама, золота и германия

Исследование влияния адсорбированных пленок атомов и дипольных молекул на термоэмиссию и работу выхода электрона из твердых тел различной природы представляет в настоящее время большой интерес в связи с внедрением в промышленность новых типов металлопленочных катодов, а также антиэмиссионных покрытий и особенно в связи с тем, что сейчас имеется возможность применить к исследованию адсорбционных явлений более совершенную экспериментальную технику.

В настоящей работе проведено изучение пределов изменения работы выхода электрона из вольфрама, золота и германия под действием активных адсорбированных пленок атомов бария и дипольных молекул окиси бария, как компонентов продуктов испарения из оксидного катода.

Для получения пленок Ва и ВаО нами была разработана методика и соответствующий платиновый испаритель [1]. В первом случае в испаритель загружался алюминий-бариевый геттер, во втором — BaCO_3 . В отсутствие примеси атомов Ва в пучке молекул ВаО мы могли судить как на основании результатов исследования систем ВаО — W и Ва — W (см. ниже), так и на основании специальных опытов, проведенных в нашей лаборатории Л. С. Зайцевой*, по испарению из этого испарителя молекул ВаО, меченных радиоактивным Sr^{89} , с определением доли испаряющихся из испарителя атомов Sr при помощи метода Берденниковой [8]. Эти опыты показали, что примесь атомов Sr в пучке молекул SrO не превышала — 2%.

1. Пленки бария и окиси бария на вольфраме и золоте**

Выполнение опытов проводилось по специально разработанной нами методике [1]. Адсорбированная пленка получалась в виде «клина», т. е. имела разную концентрацию атомов или молекул по своей длине. Концентрация в каждой точке «клина» определялась по известным формулам для количества сконденсировавшихся из молекулярного пучка атомов или молекул с учетом коэффициента конденсации и с применением метода амперометрического титрования. Изменение работы выхода под действием пленки определялось в различных точках «клина» по методу электронного пучка при помощи передвижной электронной пушки. Этот метод не требует нагрева подложки, что позволяет устранить влияние на пленку нагрева, который может приводить к необратимым изменениям последней, и проводить изучение влияния таких нагревов на работу выхода системы.

Опыты проводились в очень высоком вакууме ($p \approx 10^{-9}$ мм рт. ст.). При исследовании системы Ва — W нами было установлено, что зависимость работы выхода $\phi = \phi_w - \Delta\phi$ системы от концентрации n адсорби-

* Автор пользуется случаем выразить Л. С. Зайцевой свою глубокую благодарность.

** Эта часть работы печатается здесь в сокращенном виде; полностью она напечатана в Укр. фіз. журн., 1, 73 (1956).

рованных атомов, $\varphi(n)$, имеет такой же вид, как и в большинстве классических работ (см., например [2]), т. е. работа выхода вначале резко убывает, проходит через минимум ($\varphi_{\min} \approx 1,6$ eV) при концентрации $n \approx 3,5 \cdot 10^{14}$ см⁻² и затем возрастает вплоть до значений, соответствующих металлическому барию (см. ниже таблицу).

Исследование системы ВаО — W показало, что адсорбция молекул ВаО приводит к резкому уменьшению работы выхода вольфрама. Работа выхода системы достигает 2 eV при $n \approx 1 \cdot 10^{14}$ см⁻² и затем не изменяется. Прогрев системы при температуре $\sim 900^\circ$ в течение нескольких секунд приводит к уменьшению работы выхода вдоль всего «клина». При этом на кривой $\varphi(n)$ образуется минимум и φ_{\min} достигает величины 1 eV при $n \approx 1 \cdot 10^{14}$ см⁻². Механизм адсорбции дипольных молекул ВаО рассматривается так же, как это сделано в работе Н. Д. Моргулиса и автора [3] в предположении наличия у поверхности металла ориентирующего поля и возможности электронного обменного взаимодействия молекулы с металлом.

Изучение систем Ва—Au и ВаО—Au было поставлено также в связи с тем, что золото является материалом антиэмиссионных покрытий сеток электронных ламп.

Наши опыты показали, что пленка бария снижает работу выхода золота, но зависимость $\varphi(n)$ для этого случая совершенно отлична от таковой для системы Ва—W.

Зависимость $\varphi(n)$ не имеет минимума, и таким образом наименьшая предельная работа выхода такой системы равна работе выхода металлического бария ($\varphi \approx 2,4$ eV), т. е. гораздо больше φ_{\min} для системы Ва—W. Монотонный характер этой зависимости и большая величина φ_{\min} позволяют заключить, что антиэмиссионное действие золота определяется тем, что работа выхода этой системы не может быть меньше, чем 2,4 eV, тем более, что в реальных условиях работы золоченой сетки в электронной лампе, когда она имеет температуру $\sim 500^\circ$, что способствует сильной диффузии бария внутрь золотого слоя и испарению его с поверхности, работа выхода системы окажется значительно большей, чем 2,4 eV. Здесь, вероятно, можно предположить образование соединения золота с барием, как это наблюдалось в опытах П. Г. Борзяка.

Адсорбция молекул ВаО на поверхности золота приводит к незначительному уменьшению работы выхода ($\varphi \approx 3,7$ eV) (см. ниже таблицу). Прогрев при температуре $\sim 900^\circ$ приводит к дополнительному уменьшению работы выхода на величину около 1 eV, как и в случае системы ВаО—W. Большое значение работы выхода системы ВаО — Au свидетельствует о том, что термоэмиссия такой системы при рабочих температурах сеток электронных ламп будет практически отсутствовать.

2. Пленки атомов бария и окиси бария на германии

Исследованию влияния адсорбированных пленок на эмиссионные свойства и работу выхода полупроводников посвящено совершенно недостаточное число работ. Здесь следует отметить работы В. Е. Лашкарева и В. И. Ляшенко [4], в которых изучалось влияние адсорбции преимущественно органических молекул в условиях невысокого вакуума.

Нами впервые была предпринята попытка исследовать влияние адсорбции дипольных молекул ВаО на работу выхода полупроводника — сурьмяно-цезиевого катода в условиях высокого вакуума [5]. Однако этот объект исследования оказался неудачным в том смысле, что, как выяснилось позднее, его внешняя работа выхода, вероятно, всегда заранее сильно снижена адсорбированной пленкой атомов цезия.

В нашей лаборатории П. Г. Борзяком [6] были поставлены опыты по исследованию влияния продуктов испарения ВаО с платиновой проволоки на работу выхода и фотоэмиссию германия. Примененная им методика ис-

испарения BaO и полученная величина предельного значения работы выхода, которая оказалась весьма близкой к работе выхода (2,4 eV), позволяет думать (см. ниже), что при испарении BaO с поверхности платиновой проволоки здесь, вследствие диссоциации BaO, испарялось значительное число атомов Ba.

В данной работе проведено исследование влияния на работу выхода германия адсорбированных пленок атомов Ba и дипольных молекул BaO.

Основные элементы методики были заимствованы из наших предыдущих работ [1,5]. Исследуемая поверхность германия получалась в наших опытах путем испарения спектрально чистого германия (концентрация носителей тока $\sim 10^{14}$ см⁻³) на металлическую подложку. Во время испарения периодически производился контроль величины работы выхода.

К опытам мы приступали лишь тогда, когда величина работы выхода, главным образом изменившись от значения, соответствующего подложке, до значения, соответствующего массивному германию, далее уже не изменялась. Определенные в этих опытах значения разностей работ выхода германия и подложки (например для вольфрамовой подложки $\Delta\phi = 0,4$ eV) приводят к значению работы выхода германия $\sim 4,8-4,9$ eV, что совпадает

данными других авторов [7]. Для того чтобы знать, с какими толщинами пленок германия мы имели здесь дело, произвели измерение зависимости работы выхода наносимой на металлическую подложку пленки от толщины. Для удобства измерений в этих опытах применялась подложка с уменьшенной работой выхода. Толщина пленки определялась методом меченых атомов с применением радиоактивного Ge⁷¹.

Результаты этих опытов приведены на рис. 1. Из этого рисунка видно, что предельная работа выхода, соответствующая массивному германию (пеход зависимости $\Delta\phi$ к насыщению), достигается при толщине пленки приблизительно $2,5 \cdot 10^{-4}$ см. Поэтому величину дебаевской длины экранирования для нашей пленки можно оценить равной $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ см. Знание величины дебаевской длины позволяет оценить величину концентрации носителей тока в германиевой пленке, которая оказывается равной примерно $10^{14}-10^{15}$ см⁻³, и ряд других полезных параметров.

Исследование влияния адсорбции атомов бария и молекул окиси бария на работу выхода германия производилось в вакууме при $p \approx 10^{-8}-10^{-9}$ мм т. ст. Результаты этих опытов изображены на рис. 2. На этом рисунке приведены кривые зависимости работы выхода германия, которая нами принималась равной 4,8 eV, от длительности напыления на его поверхность соответственно бария (кривая I) или окиси бария (кривая II).

Основные физические величины, характеризующие как системы Ba—Ge BaO—Ge, так и другие исследованные нами системы, приведены в таблице. Из таблицы и рис. 2 видно, что адсорбция атомов бария на поверхности германия приводит к значительному уменьшению работы выхода последнего ($\phi_{min} \approx 2,4$ eV); величина ϕ_{min} здесь того же порядка, что и полученная П. Г. Борзяком (см. выше).

Кривая $\phi(n)$ для системы Ba—Ge не имеет минимума: работа выхода монотонно уменьшается с ростом концентрации атомов бария вплоть до начений, соответствующих металлическому барии. Ход кривой $\phi(n)$ и предельное значение работы выхода такие же, как и для системы Ba—Au.

Адсорбция дипольных молекул BaO на поверхности германия приводит к меньшему изменению его работы выхода ($\phi_{min} \approx 3,6$ eV), чем в случае

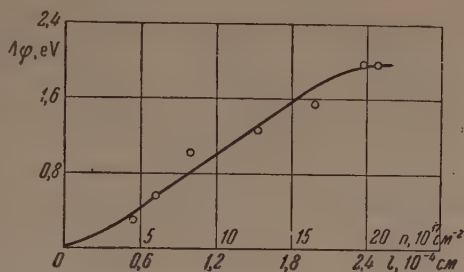


Рис. 1. Зависимость работы выхода подложки ($\phi_0 = 2,8$ eV) от толщины пленки германия, напыляемого на ее поверхность

системы Ba—Ge (см. рис. 2 и таблицу). Кривая также не имеет минимум и похожа на соответствующую кривую для системы BaO—Au до ее нагрева. Таким образом, в этом случае, как и в случае систем BaO—Au и Ba—Au, воздействие диатомных молекул BaO на работу выхода оказывается меньшим, чем воздействие адсорбированных атомов Ba, в противоположность случаю систем BaO—W и Ba—W, где адсорбированные атомы бария оказывают меньшее воздействие, чем молекулы BaO. Все эти факты свидетельствуют о том, что в случае германия мы имеем дело, вероятно, с отличным, чем в случае вольфрама, механизмом адсорбции и электронного взаимодействия атомов Ba и молекул BaO с подложкой, который, повидимому, подобен механизму адсорбции на золоте.

Система	ϕ_{\min}, eV	ϕ_{∞}, eV	$n_{\min} \cdot 10^{-15}, \text{cm}^{-2}$	$n_{\infty} \cdot 10^{15}, \text{CGSE}$
Ba—W . . .	1,6	2,4	0,35	12
BaO—W . . .	1,0	—	0,08	9,4
Ba—Au . . .	2,4	2,4	5,0	0,4
BaO—Au . . .	3,2	—	0,35	—
Ba—Ge . . .	2,4	2,4	—	—
BaO—Ge . . .	3,6	—	—	—

Рис. 2. Зависимость работы выхода пленки германия от длительности напыления на нее бария или окиси бария: I — напыление бария, II — напыление окиси бария; нумерация точек соответствует номерам опытов. На абсциссе верхняя шкала для t дана в минутах, обе нижние — в часах

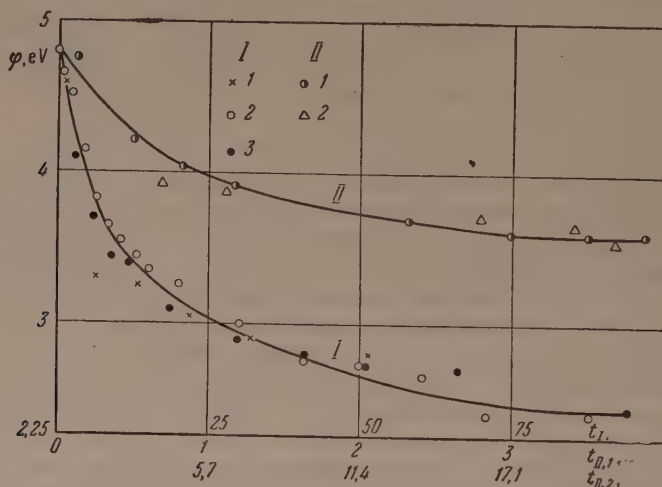


Рис. 2. Зависимость работы выхода пленки германия от длительности напыления на нее бария или окиси бария: I — напыление бария, II — напыление окиси бария; нумерация точек соответствует номерам опытов. На абсциссе верхняя шкала для t дана в минутах, обе нижние — в часах

При интерпретации природы подобия случаев германия и золота следует иметь в виду возможность химических реакций бария с ними и образования соответствующих интерметаллических соединений.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. Д. Моргулису за постоянное внимание к работе и ценные советы.

Институт физики Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Гаврилюк В. М., Труды Института физики АН УССР, вып. 5, 87, 1954.
2. Де-Бур Ж., Электронная эмиссия и явления адсорбции.—ОНТИ, М.—Л., 1936; Рейман А. Л., Термоионная эмиссия.—Гостехиздат, М.—Л., 1940; Царев Б. М., Контактная разность потенциалов.—Гостехиздат, М.—Л., 1954.
3. Моргулис Н. Д. и Гаврилюк В. М., ЖЭТФ, 30, 149 (1956); см. также настоящий номер журнала, стр. 1069.

4. Лашкарев В. Е., Ляшенко В. И., Сб., посвященный 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, стр. 535. — Изд. АН СССР, М.—Л., 1950; Ляшенко В. И., Степко И. И., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 211, 1952; Brattain W., Gardin J., Bell-Syst. Techn J., 32, 1 (1953)
5. Гаврилюк В. М., ЖТФ, 25, 2469 (1955); см. также настоящий номер журнала, стр. 1066.
6. Борзяк П. Г., Сарбей О. Г., Укр. физ. журн., 1, 3 (1956).
7. Митчелл Е., Митчелл Дж., в сб. «Полупроводниковые материалы», стр. 197. — ИЛ, М., 1954.
8. Берденникова Н. Н., Техника зав. «Светлана», сер. 3, вып. 2, № 6.—Госэнергоиздат, М., 1934.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ В. М. ГАВРИЛЮКА

- В. Л. Грановский. — Зачем вам нужно было знать толщину пленки Ge?
- В. М. Гаврилюк. — Для того чтобы быть уверенным, что подложка не влияет на результаты.
- Л. Н. Добрецов. — Получается ли насыщение на кривой зависимости работы выхода германия от толщины германиевой пленки?
- В. М. Гаврилюк. — Насыщение всегда было. Нами здесь приведен сравнительно неудачный график, на котором приведены данные, относящиеся к использованию радиоактивного германия.
- С. А. Векшинский. — Стабильны ли полученные Вами изменения работы выхода германия?
- В. М. Гаврилюк. — Да, стабильны.
- Д. Г. Булыгинский. — При каких толщинах пленки Ва работа выхода перестает изменяться с изменением толщины?
- В. М. Гаврилюк. — При толщине в 3—5 монослоев без учета отражения атомов бария при адсорбции из молекулярного пучка.
- К. Б. Толпыго. — Можно ли сравнить полученные экспериментально данные с моей теорией?
- В. М. Гаврилюк. — Результаты сравнить не удалось, так как Ваши формулы справедливы для толщин полупроводника, меньших радиуса экранирования.
- А. Р. Румянцев. — Не окислялось ли бариевое покрытие остаточным и выделяющимся при работе источника кислородом?
- В. М. Гаврилюк. — Повидимому, нет, так как наблюдавшиеся значения работы выхода были стабильны длительное время.
- В. Н. Лепешинская. — Каково было давление в лампе?
- В. М. Гаврилюк. Давление было $\sim 10^{-9}$ мм рт.ст., а конденсирующегося компонента — еще меньше.
- А. Р. Румянцев. — Как получались пленки ВаО и Ва и какова уверенность в том, что в одном случае испаряется ВаО, а в другом Ва?
- В. М. Гаврилюк. — Пленки бария получались испарением Ва из алюминиево-бариевого геттера при температуре 400°. Пленки бария обладали такой же работой выхода, как и описанные в литературе. Пленки окиси бария получались испарением ВаО из платинового испарителя. Первоначально в такой испаритель загружался ВаСО₃, который затем прогревом переводился в ВаО. По данным Г. Я. Пикуса, этот процесс при таких температурах проходит быстро и до конца. Для того чтобы быть уверенным в отсутствии загрязнения молекулярного пучка ВаО примесью бария, мы производили в процессе откочки лампы периодическое окисление этой примеси в испарителе, оставляя прибор в форвакууме на несколько часов. Этим самым мы устраняли образующуюся, возможно, примесь Ва за счет термохимических реакций ВаО с примесями в платине и ВаСО₃. Кроме того, в нашей лаборатории Л. С. Зайцевой были проведены специальные опыты по определению из примеси щелочно-земельного металла в молекулярном пучке его окиси, получаемом при помощи нашего испарителя. Эти опыты были проведены с применением радиоактивного Sr⁸⁹. Они показали, что примесь атомов Sr в молекулярном пучке SrО составляет не более 1—2% (об этом мы говорили в докладе).
- С. А. Тиктин. — Почему при выборе материала антиэмиссионного покрытия сеток электронных ламп необходимо знать форму кривой $\varphi(n)$?
- В. М. Гаврилюк. — Дело в том, что в случае монотонной кривой $\varphi(n)$, характерной для системы Ва—Au, минимальная работа выхода велика $\sim 2,4$ eV. Кроме того, в реальных условиях работы золоченой сетки, рабочая температура которой 500°, имеется какое-то равновесное значение концентрации бария на поверхности золота. Это значение определяется скоростью поступления бария на поверхность сетки методом Берденниковой оксидного катода и уводом его с поверхности сетки за счет диффузии внутрь золотого покрытия и испарения. Вероятно, это значение концентрации меньше, чем значение, соответствующее предельному φ . В таком случае работа выхода сетки будет только больше, чем 2,4 eV, а значит, заметная термоэмиссия будет невозможной. В случае же кривой $\varphi(n)$ с минимумом, типичной для таких систем, как Ва—W, описанные выше процессы приводили бы, вероятно, к уменьшению работы выхода, а значит, к росту термоэмиссии.

И. М. ДЫКМАН

ИЗМЕНЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ПРИ АДСОРБЦИИ НА
ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА ДИПОЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ

(Краткое содержание доклада*)

Изменение работы выхода металла при адсорбции на его поверхности атомов или молекул существенным образом зависит не только от взаимодействия адсорбированных молекул с металлом-адсорбентом, но и от взаимодействия их друг с другом. При физической адсорбции, когда молекула имеет в адсорбированном состоянии некоторый дипольный момент, понижение работы выхода может быть объяснено преимущественной ориентацией молекулярных диполей.

В работе предполагается, что у поверхности металла действует на коротких расстояниях электрическое поле E , направленное из металла в вакуум. Учитывается электростатическое взаимодействие адсорбированных на поверхности металла молекул друг с другом. Применение статистики позволяет получить в пределах мономолекулярного слоя зависимость понижения работы выхода от концентрации адсорбированных молекул. При этом получается кривая с максимумом.

Результаты расчета были применены к случаю адсорбции молекул BaO и $CsCl$ на вольфраме и сравнены с соответствующими экспериментальными данными Н. Д. Моргулиса и В. М. Гаврилюка. Значения E , определенные из сопоставления расчетных и опытных данных, в двух указанных случаях оказались равными друг другу с той степенью точности, на которую может претендовать проведенный расчет, имеющий в силу ряда сделанных упрощающих предположений преимущественно качественный характер.

Институт физики Академии наук УССР

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ И. М. ДЫКМАНА

С. Д. Гвоздовер. — Теория Ланжевена требует однородности поля. Насколько законна Ваша теория, которая использует формулы Ланжевена, если известно, что поле у поверхности не однородно?

И. М. Дыкман. — В нашем случае необходимо, чтобы поле было однородным только в пределах эффективных размеров молекулярного диполя, адсорбированного у поверхностей. Это условие, вероятно, приближенно оправдывается.

С. Д. Гвоздовер. — Что нового даст Ваш расчет по сравнению с известным элементарным рассмотрением изменения работы выхода за счет адсорбции n диполей с моментом P ?

И. М. Дыкман. — В предположенном расчете учитывается взаимодействие адсорбированных молекул друг с другом. Именно это взаимодействие и приводит к немонокотному изменению $\Delta\phi$ с n и к появлению максимума. Без учета взаимодействия максимум $\Delta\phi$ не может быть объяснен.

Л. Н. Добрецов. — Какова природа электрического поля и какова его протяженность?

И. М. Дыкман. — Можно указать на несколько факторов, приводящих к возникновению электрического поля у поверхности металла: термоэлектронная эмиссия, которая в принципе имеет место при всех температурах, распространение «хвоста» собственной функции электронов в вакуум при почти строгой локализации собственной функции ионов и др.

* Подробная статья опубликована в «Укр. фіз. журн», 1, 81 (1956).

**Материалы
Всесоюзного совещания по катодной
электронике**

(Киев, 25—29 ноября 1955 г.)

(Продолжение, см. № 9 за 1956 г.)

